# TERMODINAMICA

6a. edición




UTEHA

FAIRES/SIMMANG

# TERMODINAMICA

Carlos Báez P. INGENIERIA MECANICA

# TERMODINAMICA

**Virgil Moring Faires**

Profesor de ingeniería mecánica
U. S. Naval Postgraduate School

**Clifford Max Simmang**

Profesor y jefe del Departamento de Ingeniería
Texas A & M University

UNION TIPOGRAFICA EDITORIAL
HISPANO-AMERICANA, S. A. de C.V.
Barcelona, Bogotá, Buenos Aires, Caracas, Guatemala, Lima, Montevideo,
Panamá, Quito, Rio de Janeiro, San José de Costa Rica,
San Salvador, Santiago, Tegucigalpa.
MEXICO

Título de la obra en inglés:
THERMODYNAMICS

Copyright, © 1978, by MacMillan Publishing Co., Inc.
All Rights Reserved. Authorized translation from
English languaje edition published by MacMillan
Publishing Co., Inc.

Copyright, © 1982, by Unión Tipográfica
Editorial Hispano Americana, S.A. de C.V.
All Rights Reserved

Copyright © 1978, por MacMillan Publishing Co., Inc.
Reservados todos los derechos. Versión autorizada de
la traducción de la obra en inglés publicada por MacMillan.

Copyright, © 1982, por Unión Tipográfica
Editorial Hispano Americana, S.A. de C.V.
Avenida Independencia, 10
06050 México, D.F.

Reservados todos los derechos.

Traducción al español:
JOSE CARLOS ESCOBAR HERNANDEZ
Universidad Nacional Autónoma de México
MA. DOLORES GARCIA DIAZ
Traductora especializada

Revisión técnica:
FRANCISCO PANIAGUA BOCANEGRA
Ingeniero mecánico-electricista
Facultad de Ingeniería
UNAM

All rights reserved. No part of this book may be reproduced
or transmitted in any form or by any means, electronic or
mechanical, including photocopying, recording, or any information
storage and retrieval system, without permission in
writing from the Publisher.

Reservados todos los derechos. No puede reproducirse ni
transmitirse parte alguna de este libro en ninguna forma
y por ningún medio, electrónico o mecánico, incluyendo
fotocopias, grabaciones, o algún sistema de almacenamiento
y recuperación de información, sin permiso por escrito
del editor.

IMPRESO EN MEXICO

AÑO 1983

ISBN 968-438-029-1

# PROLOGO

En la preparación de este texto, del finado profesor Virgil Moring Faires, han sido inapreciables las cinco ediciones anteriores. Creo que la extensa reordenación de su contenido y la presentación de nuevos conceptos y métodos que figuran en esta edición, no han excluido ninguna de las características sobresalientes de aquéllas.

El preámbulo para el estudiante tiene por objeto darle un conocimiento inmediato y general de la termodinámica, por medio de notas históricas e ilustraciones de algunos equipos relacionados con los sistemas de energía. Una diferencia notable entre esta edición y las anteriores es la presentación de la sustancia pura al principio del libro, lo que permite que el estudio de los procesos sea independiente de la naturaleza del fluido. En consecuencia, los gases ideales y los vapores se tratan conjuntamente en el capítulo referente a procesos.

Las definiciones y el empleo de los términos se han depurado. En particular se le ha otorgado atención a la sección relativa a los conceptos de masa y peso, a fin de aclarar lo mejor posible las relaciones entre estas cantidades.

El capítulo que trata la segunda ley de la termodinámica se presenta al inicio, para utilizar en mayor grado el concepto de entropía. Se dedicó un capítulo completo al compresor de gas debido a su importancia en la industria.

En vista de que se ha incrementado la impartición de cursos independientes de transmisión de calor, se ha agregado un capítulo para esta materia. Desde luego que dicho capítulo no intenta reemplazar totalmente el curso normal sobre transmisión de calor; sin embargo, se exponen los principios y conceptos fundamentales de este tipo de transferencia de energía, a fin de que se capte su significación.

El texto básico sobre problemas es *Problemas de Termodinámica* (Faires, Simmang y Brewer), que se apega a la ordenación del material de esta edición.

En todo el libro se ha conservado el punto de vista de la ingeniería. El estudiante pronto adquiere conciencia de que está aprendiendo cosas relativas a su profesión. Se le advierte con frecuencia y de varios modos de las limitaciones de los modelos ideales, como en las evaluaciones a partir de sus respuestas a las ecuaciones teóricas. Debe comprender al finalizar el

curso que, no importa cuán bella sea, toda teoría necesita ser verificada en la práctica. El llamado volumen de control es análogo al cuerpo libre de la mecánica, y se le sigue utilizando frecuentemente.

College Station, Texas C. M. Simmang

# AGRADECIMIENTOS

Expreso mi profundo agradecimiento a los muchos amigos y colegas del fallecido profesor Virgil M. Faires, quienes lo ayudaron a preparar las primeras cinco ediciones de este libro. La quinta edición fue un buen punto de partida para mí.

Doy las gracias a mis numerosos colegas y amigos, quienes me dieron su apoyo y aliento. Debo mencionar en particular las sugerencias del doctor Alan B. Alter y del profesor Edwin S. Holdredge y la atinada revisión del manuscrito hecha por el profesor Louis C. Burmeister. Agradezco también las sugerencias de los lectores del libro, a quienes sólo conoce el editor, que hemos incorporado a esta edición.

Sería una omisión de mi parte no mencionar el apoyo y los sacrificios de mi esposa Elnora; sin su comprensión constante, este libro no hubiera sido posible.

## NOTA SOBRE UNIDADES

El conocimiento de las unidades métricas se amplía en esta obra con las modernas definiciones y descripción del Sistema Internacional (SI). Pero, con el fin de lograr una mayor conveniencia, se han introducido las indicaciones y notas necesarias para describir y utilizar las unidades del Sistema Técnico Métrico, que faltaban por completo en el original. Lo anterior complementa debidamente el aspecto de las unidades de uso normal en ingeniería en las naciones de Hispanoamérica y en España.

De manera que en muchos ejemplos y problemas se ha efectuado, donde era conveniente, la conversión al Sistema Técnico Métrico, dejando en el Sistema Técnico Inglés las partes, fórmulas y diagramas que son comprensibles en sí, y pueden figurar en tal forma, a fin de no desvirtuar las consideraciones originales y seguir, por tanto, prácticas usuales en la tecnología.

El SI se emplea en este libro en extensión considerable, por lo cual esta bien conocida obra podrá servir de enlace entre la enseñanza moderna de la Termodinámica y la práctica profesional en la ingeniería térmica, y en las investigaciones termológicas industriales.

# CONTENIDO

Preámbulo para el estudiante XIII

Símbolos y abreviaturas XXII

## 1 PRINCIPIOS, CONCEPTOS BASICOS Y DEFINICIONES 1

1.1 Introducción 1.2 Sustancia operante o de trabajo 1.3 El sistema 1.4 Superficie y volumen de control 1.5 Propiedades y estado 1.6 Sistemas de unidades 1.7 Unidades SI 1.8 Aceleración 1.9 Masa 1.10 Peso 1.11 Volumen específico y densidad 1.12 Peso específico 1.13 Presión — Teoría cinética 1.14 Presión en un fluido 1.15 Manómetros de líquido 1.16 Principio de Arquímedes 1.17 Temperatura — Punto de vista microscópico 1.18 Escalas de temperatura 1.19 Medición de la temperatura 1.20 Ley cero 1.21 Procesos y ciclos 1.22 Conservación de la masa 1.23 Depósito térmico 1.24 Máquinas térmicas 1.25 Superficie y proceso adiabáticos 1.26 Conclusión.

## 2 CONCEPTOS DE ENERGIA 29

2.1 Introducción 2.2 Relación entre masa y energía 2.3 Medición de la energía 2.4 Energía potencial gravitacional 2.5 Energía cinética 2.6 Energía interna 2.7 Trabajo 2.8 Trabajo sobre la frontera móvil de un sistema 2.9 El trabajo depende de la trayectoria 2.10 Ejemplo — Trabajo en un proceso sin flujo 2.11 Trabajo de elasticidad 2.12 Tensión superficial 2.13 Trabajo eléctrico 2.14 Ejemplo 2.15 Ecuación generalizada del trabajo 2.16 Energía de flujo 2.17 Calor — Punto de vista microscópico 2.18 Calor específico a volumen constante 2.19 Calor específico a presión constante 2.20 Relación de calores específicos 2.21 Calores específicos de un gas ideal 2.22 Aspectos microscópicos del calor específico 2.23 Variación de los calores específicos 2.24 Calores específicos medios 2.25 Otras formas de energía 2.26 Conservación de la energía 2.27 Movimiento perpetuo de primera clase 2.28 Conclusión.

## 3 LA SUSTANCIA PURA 61

3.1 Introducción 3.2 Postulado del estado 3.3 Fases 3.4 Cambios de fase a presión constante 3.5 Comparación de las curvas de líquido y vapor 3.6 Superficies termodinámi-

cas 3.7 Diagramas de fases 3.8 Regla de las fases 3.9 Ecuaciones de estado 3.10 Tablas de gas 3.11 Tablas de líquido y vapor 3.12 Líquido comprimido 3.13 Ejemplo — Comparación de los cambios de entalpia del agua durante la compresión 3.14 Diagramas de propiedades 3.15 Diagrama de Mollier 3.16 Diagrama *p-h* 3.17 Conclusión.

## 4 PRIMERA LEY DE LA TERMODINAMICA - ENERGIA 80

4.1 Introducción 4.2 Primera ley de la termodinámica 4.3 Energía interna — Consecuencia de la primera ley 4.4 Relación entre *E* y *U* 4.5 Entalpia (o entalpía) 4.6 Sistemas cerrados 4.7 Ecuaciones de energía para sistemas cerrados 4.8 Sistemas abiertos y flujo constante 4.9 Ecuación general de energía para el sistema abierto 4.10 Sistemas abiertos con estado estacionario y flujo constante 4.11 Aplicaciones de la ecuación de flujo constante 4.12 Relaciones entre propiedades a partir de ecuaciones de energía 4.13 Sistemas abiertos con estado no estacionario y flujo transitorio 4.14 Materia que atraviesa más de dos fronteras 4.15 Fronteras del sistema 4.16 Ejemplo — Compresor de aire 4.17 Energía de fricción o rozamiento 4.18 Ecuación de energía para el movimiento de fluidos incompresibles 4.19 Movimiento de un fluido incompresible a través de un ventilador o una bomba 4.20 Conclusión.

## 5 SEGUNDA LEY DE LA TERMODINAMICA - ENTROPIA 107

5.1 Introducción 5.2 Enunciados de la segunda ley de la termodinámica 5.3 Desigualdad de Clausius 5.4 Concepto de entropía con base en la segunda ley 5.5 Producción de entropía 5.6 Ejemplo — Producción de entropía dentro de un sistema 5.7 Disponibilidad en un sistema cerrado 5.8 Disponibilidad en un sistema de flujo constante 5.9 Reversibilidad 5.10 Irreversibilidad 5.11 Irreversibilidad en un sistema cerrado 5.12 Irreversibilidad en un sistema de flujo constante 5.13 Porción disponible del calor 5.14 Ejemplo — Irreversibilidad de un proceso adiabático 5.15 Ejemplo — Irreversibilidad de un cambio de calor con un sumidero (o antifuente) 5.16 Ejemplo — Irreversibilidad debida a un cambio de calor 5.17 Observaciones generales acerca de la entropía; la disponibilidad y la irreversibilidad 5.18 Calor y entropía en un proceso irreversible 5.19 Cambio de entropía en un sistema abierto 5.20 Ejemplo — Pérdidas mecánicas 5.21 Ejemplo — Irreversibilidad del flujo o corriente en un tubo 5.22 Ejemplo — Producción de entropía en el caso de un cambio transitorio 5.23 Análisis por la segunda ley 5.24 Funciones de Helmholtz y de Gibbs 5.25 Equilibrio 5.26 Consideración cuantitativa del equilibrio 5.27 La segunda ley y la probabilidad 5.28 Movimiento perpetuo de segunda clase 5.29 El sumidero de calor 5.30 Conclusión.

## 6 EL GAS IDEAL 147

6.1 Introducción 6.2 Ley de Boyle (o de Mariotte) 6.3 Ley de Charles (o de Gay-Lussac) 6.4 Ley de Avogadro 6.5 Ecuación de estado 6.6 Constante de un gas 6.7 Ley de Joule 6.8 Calores específicos de un gas ideal 6.9 Ejemplo 6.10 Ley de Dalton de las presiones parciales 6.11 Experimento de Joule-Thomson 6.12 Tercera ley de la termodinámica 6.13 Entropía de un gas ideal 6.14 Ejemplo — Mezcla irreversible de gases 6.15 Tablas de gases 6.16 Ejemplo — Propiedades en la tabla de gas 6.17 Conclusión.

# 7 PROCESOS EN LOS FLUIDOS 167

7.1 Introducción 7.2 Proceso isométrico 7.3 Ejemplo — Proceso isométrico (reversible) 7.4 Proceso isométrico irreversible 7.5 Proceso isobárico 7.6 Ejemplo — Proceso isobárico en un gas ideal 7.7 Ejemplo — Proceso isobárico en un vapor 7.8 Ejemplo — Proceso isobárico irreversible 7.9 Flujo constante con $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$, $W = 0$ 7.10 Ejemplo — Flujo constante y estado estacionario 7.11 Proceso isotérmico 7.12 Ejemplo — Proceso isotérmico en aire 7.13 Proceso isentrópico 7.14 Ejemplo — Proceso isentrópico 7.15 Ejemplo — Proceso isentrópico con calores específicos variables 7.16 Procesos adiabáticos, reversibles e irreversibles 7.17 Ejemplo — Procesos adiabáticos, reversibles e irreversibles 7.18 Ejemplo — Proceso adiabático irreversible 7.19 Calorímetro de vapor (o vaporímetro) de estrangulación 7.20 Proceso politrópico 7.21 Ejemplo — Proceso politrópico, soluciones con $k$ constante y mediante la tabla de gas 7.22 Gráficas para diferentes valores de $n$ 7.23 Propiedades en la estagnación (o detención de un fluido) y el número de Mach 7.24 Ejemplo — Propiedades en la estagnación 7.25 Flujo de salida de un tanque rígido 7.26 Ejemplo — Gas saliente de un tanque 7.27 Cambio de entropía en un volumen de control, sustancia pura en un proceso transitorio 7.28 Ejemplo — Entropía, flujo no constante 7.29 Ejemplo — Flujo transitorio 7.30 Ejemplo — Flujo transitorio 7.31 Eficiencias y relaciones características 7.32 Conclusión.

# 8 CICLOS EN LOS GASES 211

8.1 Introducción 8.2 Fluido expansible en una máquina térmica 8.3 Trabajo de ciclo, eficiencia térmica (o termodinámica) y consumo de calor 8.4 Ciclo de Carnot 8.5 Temperatura termodinámica 8.6 Ciclo de Carnot para un gas ideal 8.7 Trabajo de ciclo determinado por $\oint p\,dV$, o bien, $-\oint V\,dp$ 8.8 Presión media efectiva 8.9 Ejemplo — Ciclo de Carnot 8.10 Regeneración 8.11 Ciclo de Stirling 8.12 Ciclo de Ericsson 8.13 Ciclo inverso y ciclo reversible 8.14 Ciclo de Carnot inverso 8.15 Ejemplo — Análisis de un ciclo 8.16 La máquina reversible más eficiente 8.17 Conclusión.

# 9 POTENCIA EN SISTEMAS BIFASICOS 234

9.1 Introducción 9.2 Ciclo y máquina ideales 9.3 Ciclo y máquina de Rankine 9.4 Eficiencias de Rankine en el caso de consumos de vapor 9.5 Ejemplo — Máquina de Rankine 9.6 Mejoramiento de la eficiencia térmica de un motor Rankine 9.7 Regeneración 9.8 Ciclo regenerativo 9.9 Máquina de ciclo regenerativo 9.10 Recalentamiento 9.11 Ciclo y máquina regenerativos y con recalentamiento 9.12 Calentadores de agua de alimentación (o regeneradores) de tipo cerrado 9.13 Ciclos de vapor binarios 9.14 Ciclo y motor de expansión incompleta 9.15 Conclusión.

# 10 GASES REALES 262

10.1 Introducción 10.2 Ecuaciones de estado 10.3 Ecuación de van der Waals 10.4 Uso de una ecuación de estado para determinar cambios en propiedades y en la energía 10.5 Coordenadas reducidas y factor de compresibilidad 10.6 Diagrama de compresibilidad generalizado 10.7 Ejemplo — Dado el volumen 10.8 Ecuación de estado generalizada 10.9 Ejemplo 10.10 Desviación de la entalpia 10.11 Desviación de la entropía 10.12 Ejemplo — Proceso isotérmico 10.13 Ejemplo — Proceso de estrangulación 10.14 Ejemplo

— Proceso isentrópico 10.15 La fugacidad y el diagrama de coeficiente de fugacidad generalizado 10.16 Ejemplo — Proceso isotérmico 10.17 Conclusión.

## 11 RELACIONES DE PROPIEDADES TERMODINAMICAS 283

11.1 Introducción 11.2 Relaciones matemáticas básicas 11.3 Relaciones de Maxwell 11.4 Ejemplo — Cambio de entropía, $T = C$, determinado por la ecuación de estado 11.5 Ecuación de Clausius-Clapeyron 11.6 Ejemplo — Ecuación de Clapeyron 11.7 Coeficientes de dilatación y compresibilidades; módulos volumétricos 11.8 Ejemplo — Variación de la energía interna con la presión 11.9 Ejemplo — Trabajo isotérmico y calor en el caso de un sólido 11.10 Ecuación de estado para un gas ideal y los coeficientes respectivos 11.11 Ecuaciones generales para determinar el cambio de entropia 11.12 Desviación de la entropía 11.13 Desviación de la entropía evaluada por estados correspondientes 11.14 Ejemplo — Entropía del agua comprimida 11.15 Cambio de entropía con el volumen, $T = C$ 11.16 Ecuación general para el cambio de energía interna 11.17 Ecuación general para el cambio de entalpia 11.18 Desviación de la entalpia 11.19 Coeficiente de Joule-Thomson 11.20 Calores específicos 11.21 Ejemplo — Diferencia de calores específicos en el caso de un sólido 11.22 Ecuaciones de energía en el caso de líquidos o sólidos 11.23 Calores específicos de los sólidos 11.24 Superficie de Gibbs primitiva 11.25 Superficie de Gibbs derivada 11.26 Relaciones termodinámicas a partir de la superficie de Gibbs primitiva 11.27 Mezclas de gases no ideales 11.28 Sistema elástico 11.29 Sistema paramagnético 11.30 Celda electroquímica reversible 11.31 Conclusión.

## 12 MEZCLAS DE GASES Y VAPORES 325

12.1 Introducción 12.2 Descripción de las mezclas 12.3 Ejemplo 12.4 Propiedades de una mezcla 12.5 Mezclas de gases con una sustancia que experimenta cambio de fase 12.6 Punto de rocío (o de saturación) 12.7 Humedad relativa 12.8 Humedad específica (o relación de humedad) 12.9 Proceso de saturación adiabática 12.10 Temperatura de bulbo húmedo (o psicrométrica) 12.11 Diagrama psicrométrico 12.12 Entalpia y entropía de vapor sobrecalentado a baja presión 12.13 Ejemplo 12.14 Ejemplo — Propiedades del aire atmosférico 12.15 Entalpia, energía interna y entalpia psicrométrica de una mezcla de gas y vapor 12.16 Ejemplo 12.17 Mezclas distintas de la de aire y vapor de agua 12.18 Ejemplo — Mezcla de aire y combustible 12.19 Ejemplo — Proceso de acondicionamiento del aire 12.20 Ejemplo — Proceso isométrico 12.21 Mezcla de corrientes 12.22 Conclusión.

## 13 SISTEMAS REACTIVOS 351

13.1 Introducción 13.2 Combustibles 13.3 Análisis de los combustibles 13.4 Composición del aire 13.5 Relaciones de aire a combustible 13.6 Ejemplo — Combustión del octano 13.7 Ejemplo — Volumen de los productos de combustión 13.8 Combustión con exceso y con deficiencia de aire 13.9 Ejemplo — Punto de rocío del $H_2O$ 13.10 Ejemplo — Determinación del aire necesario y de los productos de combustión, a partir del análisis gravimétrico del combustible 13.11 Análisis de los productos de combustión 13.12 Ejemplo — Relación real de aire a combustible 13.13 Ejemplo — Aire para la combustión de un hidrocarburo de composición desconocida 13.14 Calores de reacción (poder calorífico) 13.15 Entalpia de combustión 13.16 Observaciones acerca de los poderes caloríficos 13.17 Cambio de entalpia durante la reacción 13.18 Proceso de combustión, estados aleatorios

13.19 Entalpia sensible del octano líquido 13.20 Ejemplo — Temperatura después de la combustión en un motor Diesel ideal 13.21 Ejemplo — Disponibilidad e irreversibilidad en el caso de la combustión 13.22 Ejemplo — Reacción en una pila eléctrica de combustible 13.23 Combustión a volumen constante 13.24 Relación de los poderes caloríficos a presión y a volumen constantes 13.25 Ejemplo 13.26 Ejemplo — Cálculo de poderes caloríficos a volumen constante 13.27 Poder calorífico a una temperatura distinta de la estándar 13.28 Ejemplo — Entalpia de reacción a una temperatura de 0°R 13.29 Entalpia de formación 13.30 Ejemplo — Temperatura al final de la combustión en un motor Diesel 13.31 Entalpia de formación determinada con base en el poder calorífico 13.32 Poder calorífico determinado a partir de la entalpia de formación 13.33 Función de formación de Gibbs 13.34 Reacciones reversibles 13.35 Condición para el equilibrio químico en gases ideales 13.36 Ejemplo — Disociación del $CO_2$ 13.37 Ejemplo — Efecto de la presión sobre la disociación del $CO_2$ 13.38 Ejemplo — Disociación del $H_2O$ 13.39 Recipiente de equilibrio de Van't Hoff 13.40 Constante de equilibrio 13.41 Ejemplo — Constante de equilibrio determinada a partir de $\Delta G_f$ 13.42 Ejemplo — Temperatura de combustión adiabática con disociación 13.43 Fugacidad y actividad 13.44 Potencial químico 13.45 Conclusión.

## 14 COMPRESORES DE GAS 400

14.1 Introducción 14.2 Tipos de compresores 14.3 Trabajo de compresión 14.4 Curvas de compresión preferibles 14.5 Aire libre 14.6 Eficiencia volumétrica 14.7 Cilindrada y desplazamiento volumétrico 14.8 Eficiencia de la compresión 14.9 Ejemplo — Compresor de aire 14.10 Ejemplo — Estado final y cambio de entropía determinados a partir de la eficiencia 14.11 Otras eficiencias (o rendimientos) 14.12 Compresión múltiple (o en pasos sucesivos) 14.13 Transmisión de calor en un enfriador intermedio 14.14 Ejemplo — Compresor de dos pasos 14.15 Velocidades del pistón o émbolo 14.16 Conclusión.

## 15 TURBINAS DE GAS Y MOTORES DE REACCION 422

15.1 Introducción 15.2 Ciclo de Brayton con flujo constante 15.3 Temperatura intermedia para obtener trabajo máximo 15.4 Turbina de gas con fricción de fluido 15.5 Ejemplo — Turbina de gas con rozamiento y sin él; estándar de aire 15.6 Balance de energía en el caso de un combustor 15.7 Ejemplo — Combustor (o cámara de combustión) 15.8 Ciclo ideal con regeneración o calentamiento regenerativo 15.9 Eficacia de un regenerador 15.10 Otras variantes del ciclo de Brayton 15.11 Propulsión reactiva o de reacción 15.12 Trabajo determinado mediante el principio de impulso y cantidad de movimiento 15.13 Potencia máxima 15.14 Efectos de compresión dinámica o de estagnación 15.15 Ejemplo — Efectos de estagnación 15.16 Parámetros de funcionamiento en motores de reacción 15.17 Estatorreactores 15.18 Cohetes 15.19 Conclusión.

## 16 MOTORES DE COMBUSTION INTERNA 458

16.1 Introducción 16.2 Ciclo de Otto 16.3 Estándares de comparación ideales 16.4 Ciclo de Otto con estándar de aire 16.5 Consideraciones de la energía en el ciclo Otto abierto 16.6 Ejemplo — Determinación del tamaño de un motor 16.7 Ciclo de Diesel 16.8 Ciclo Diesel abierto ideal 16.9 Ejemplo — Ciclo de Diesel 16.10 Análisis por la segunda ley 16.11 Ciclo de combustión dual 16.12 Variantes en los motores reales 16.13 Conclusión.

## 17 CICLOS INVERSOS 476

17.1 Introducción 17.2 Ciclo de Carnot inverso 17.3 Conclusiones del ciclo de Carnot 17.4 Unidad para la capacidad frigorífica o de refrigeración 17.5 Ejemplo — Máquina frigorífica de Carnot 17.6 Refrigeración por compresión de un vapor 17.7 Desplazamiento volumétrico del compresor 17.8 Ejemplo 17.9 Refrigerantes 17.10 Refrigeración por vacío 17.11 Ejemplo — Refrigeración por vacío 17.12 Sistemas de refrigeración por absorción 17.13 Ciclo frigorífico con un gas 17.14 Variantes de los ciclos básicos de refrigeración 17.15 Criogenia 17.16 Sistema Linde de licuefacción 17.17 Sistema Claude de licuefacción 17.18 Trabajo mínimo para la licuefacción de gases 17.19 Compresión múltiple 17.20 Separación de mezclas binarias 17.21 Conclusión.

## 18 TOBERAS, DIFUSORES Y MEDIDORES DE FLUJO 507

18.1 Introducción 18.2 Principios básicos 18.3 Velocidad acústica 18.4 Ejemplo — Velocidad acústica 18.5 Flujo isentrópico en un conducto de sección variable 18.6 Intensidad de flujo en una tobera 18.7 Relación crítica de presión 18.8 Corrección de la velocidad inicial 18.9 Eficiencia y coeficientes de funcionamiento de una tobera 18.10 Ejemplo — Diseño básico de una tobera. Variación de la velocidad, el volumen específico y la sección transversal en el caso de un gas ideal 18.11 Ejemplo — Flujo en condiciones de equilibrio en una tobera de vapor 18.12 Flujo en condiciones de sobresaturación 18.13 Ejemplo — Flujo en sobresaturación 18.14 Flujo en toberas con relaciones de presión variables 18.15 Difusor 18.16 Ejemplo — Difusor 18.17 Ecuaciones aproximadas en el caso de un cambio pequeño de presión — Tubo de Venturi 18.19 Ejemplo — Medidor de Venturi (o venturímetro) 18.20 Medidores de flujo de los tipos de tobera, orificio y tubo de Pitot 18.21 Conclusión.

## 19 TRANSFERENCIA (O TRANSMISION) DE CALOR 535

19.1 Introducción 19.2 Conducción térmica 19.3 Ley de Fourier 19.4 Ejemplo — Densidad de flujo de calor 19.5 Variación de la conductividad térmica 19.6 Conducción a través de una pared plana 19.7 Coeficiente superficial de transmisión 19.8 Transmisión de calor de un fluido a otro 19.9 Ejemplo — Transmisión a través de una pared plana compuesta 19.10 Conducción a través de una pared curva (cilíndrica) 19.11 Ejemplo 19.12 Diferencia media logarítmica de temperatura 19.13 Ejemplo — DML de temperatura 19.14 Radiación térmica 19.15 Ley de Stefan-Boltzmann 19.16 Algunas definiciones básicas 19.17 Factor de configuración 19.18 Radiación entre cuerpos grises 19.19 Ejemplo — Dos superficies grises en el espacio 19.20 Ejemplo — Radiación en una tubería de vapor 19.21 Radiación en los gases 19.22 Repaso de las unidades 19.23 Viscosidad 19.24 Viscosidad cinemática 19.25 Análisis dimensional y números adimensionales 19.26 Movimiento de un fluido (flujo o corriente) 19.27 Convección de calor 19.28 Coeficiente superficial de transmisión 19.29 Coeficiente superficial en el caso de flujo turbulento en un tubo 19.30 Ejemplo — Precalentador de aire 19.31 Ejemplo — Coeficiente superficial en el caso del vapor de agua 19.32 Coeficiente superficial en el caso de flujo laminar de líquidos en tubos 19.33 Ejemplo — Calentador de aceite con vapor 19.34 Coeficientes superficiales en el caso de flujo a través de un conducto anular 19.35 Flujo por fuera de un tubo en convección forzada 19.36 Coeficientes superficiales en el caso de convección libre 19.37 Ejemplo — Pérdida de calor en un tubo 19.38 Condensación de vapores 19.39 Conclusión.

**Obras de consulta** 583

**Apéndice A** 591

Eficiencias y características de funcionamiento — Máquinas de movimiento alternativo

**Apéndice B** 603

Propiedades termodinámicas de las sustancias

**Indice analítico** 655

# PREAMBULO PARA EL ESTUDIANTE

## P.1 INTRODUCCION

El objeto de este preámbulo es presentar notas, datos e ilustraciones que sirvan para despertar el interés del lector y auxilien en la formación del estudiante. Se espera que breves repasos ocasionales de esta sección ayudarán inmejorablemente al estudiante, a medida que avance en el estudio de los capítulos selectos que siguen.

## P.2 OBSERVACIONES ACERCA DE LA TERMODINAMICA

La termodinámica es la rama de las ciencias físicas que estudia los diversos fenómenos de la energía y las propiedades relacionadas de la materia, especialmente las leyes de transformación del calor en otras formas de energía, y viceversa. Ejemplos de tales transformaciones cotidianas son los procesos de conversión del calor en electricidad (en la generación termodinámica de energía eléctrica), de trabajo eléctrico en efecto de enfriamiento (en el acondicionamiento de aire), de trabajo en energía cinética (en la transportación automotriz), etc. La termodinámica se relaciona con tantas cosas que ninguna obra en un solo volumen puede exponer todos los conocimientos existentes de la materia.

La termodinámica se ha convertido en objeto de interés para todo mundo. El reciente avalúo global de los recursos energéticos en Estados Unidos y en el mundo entero, junto con la tremenda elevación de los costos de la energía, ha atraído la atención de todos. El problema se trata de resolver mediante la aplicación combinada de leyes físicas y normas jurídicas elaboradas por el hombre. Todos tendremos que intervenir en la resolución de este problema termodinámico de alcance mundial.

## P.3 SUCESOS IMPORTANTES EN LA TERMODINAMICA

La historia revela que la ciencia termodinámica no es un tema reciente, exclusivo de nuestra época. Su conocimiento se refleja en el uso que de la pólvora llevaron a cabo los antiguos chinos, en la edificación de las pirámides por los egipcios, en el perfeccionamiento del arco por los celtas, y en muchos otros sucesos históricos. En la siguiente tabla se presentan fechas y eventos que fueron notables en la evolución de esta interesante materia.

## PIEDRAS MILIARES EN EL DESARROLLO DE LA TERMODINAMICA

| | |
|---|---|
| c. 400 a.J. | Demócrito escribe que toda la materia está constituida por corpúsculos diminutos, que llamó átomos. |
| c. 200 a.J. | Arquímedes descubre las leyes del comportamiento de los líquidos y de las palancas. |
| c. 1500 | Leonardo da Vinci expresa que el aire está formado por dos gases. |
| 1638 | Galileo se acerca al concepto de temperatura al idear su termoscopio. |
| 1640 | El gran duque Fernando II de Toscana inventa el termómetro de alcohol en recipiente de vidrio sellado. |
| c. 1730 | D. Bernoulli desarrolla la teoría cinética de los gases. |
| 1770 | J. Black introduce la teoría del calórico, que fue reforzada más tarde (1779) mediante los postulados de W. Cleghorn. |
| 1776 | A. L. Lavoisier rebautiza como oxígeno al gas flogisto del aire. |
| 1798 | El conde Rumford descarta la teoría del calórico. |
| 1824 | S. Carnot introduce nuevos conceptos en el ciclo de su nombre. |
| 1844 | R. Mayer deduce la relación entre calor y trabajo. |
| 1848 | Lord Kelvin define una escala absoluta de temperatura con base en el ciclo de Carnot. |
| c. 1850 | J. P. Joule descubre que el calor y el trabajo son interconvertibles, con una equivalencia fija que fue conciliada por Clausius. |
| 1850 | R. Clausius reformula la cantidad térmica de Carnot en el concepto de entropía. |
| 1865 | Clausius introduce el concepto de la cantidad conocida ahora por energía interna ($U$), y enuncia la primera y la segunda leyes termodinámicas. |
| 1897 | M. Planck pone de manifiesto la relación entre la segunda ley y el concepto de irreversibilidad. |
| 1908 | H. Poincaré amplía los trabajos de Planck y elabora una estructura completa de la termodinámica, fundamentada en definiciones congruentes de cantidades medibles. |
| 1909 | C. Caratheodory expone una estructura distinta de la de Poincaré, en la que empleó conceptos básicos de trabajo y una pared adiabática. |

## P.4 PUNTOS DE VISTA MACROSCOPICO Y MICROSCOPICO

La termodinámica clásica utiliza el punto de vista macroscópico o de gran escala, en vez del microscópico. El desarrollo de la materia según este último punto de vista, un logro algo reciente, ha sido llamado termodinámica (o mecánica) estadística. Este enfoque considera las moléculas y su estructura interna, objetos de primordial importancia para los físicos, pero algo que en general se tendrá en cuenta sólo cualitativamente, en casos apropiados. Históricamente la ciencia termodinámica se estableció en forma experimental, y se desarrolló —con ayuda de las matemáticas— sin considerar la constitución de la materia.

En lo que se expone a continuación tendremos en cuenta el enfoque clásico: simple, intuitivamente aceptable y fácil de captar. La exposición comprenderá, hasta cierto punto, el devenir histórico, presuponiendo que es de interés y que sirve para la afirmación de los conceptos. El número de variables que se necesita es reducido y las matemáticas que se requieren son sencillas. Hay ventajas e inconvenientes en cada método. El punto de vista microscópico requiere la aceptación del modelo atómico de la materia y, necesariamente, exige un conocimiento de matemáticas de nivel avanzado. Aunque permite una mejor comprensión de ciertos fenómenos materiales, es de aplicación limitada.

## P.5 EQUIPO RELACIONADO CON LA TERMODINAMICA

Todos los procesos termodinámicos requieren normalmente de un equipo o dispositivo para la transformación de calor en trabajo, o viceversa. Aunque sólo interesa por lo general la naturaleza de un proceso y la sustancia que experimenta cambios termodinámicos de presión, temperatura, volumen, etc., es también de suma importancia conocer la maquinaria y el equipo en que tiene lugar el proceso. El estudiante podrá tener mejor conciencia de un problema, si está en condiciones de apreciar lo que ocurra mecánicamente. Por ejemplo, no es posible ver la mezcla de aire y combustible que entra en un motor de automóvil, o los productos de la combustión que salen de su escape; aunque siempre se podrán analizar

los procesos respectivos, el problema será menos complejo si podemos representarnos mentalmente el funcionamiento y configuración de válvulas, pistones, engranajes y otros elementos, que son necesarios para la transformación de calor en trabajo.

Las ilustraciones que se presentan en esta parte ponen de manifiesto la operación de algunas máquinas y otros equipos que son propios de la termodinámica. Con conocimientos de esta clase, el lector podrá aplicar los principios termodinámicos con una amplitud que de otro modo sería imposible. Se ha previsto que el profesor de la asignatura describirá estos equipos con más detalle y, por lo tanto, sólo se dan breves descripciones de cada uno.

## P.6 SUGERENCIAS AL ESTUDIANTE

Este libro se ha escrito para el estudiante de los primeros años de la carrera de ingeniería. El obtener educación en las ramas del saber humano es un proceso que continúa durante toda una vida y no se adquiere pasivamente. En las palabras de Sófocles: "Uno debe aprender haciendo las cosas". Este "hacer las cosas", tratándose de un futuro ingeniero, consiste en aplicar la ciencia —en este caso, la termodinámica. Para realizar aplicaciones inteligentes se necesita algo más que sentir que se comprende lo que se dice, es necesario efectuar muchas aplicaciones. Cuanta mayor sea la variedad de problemas considerados, tanto mayor será su comprensión. El maestro y el libro de texto ayudarán a conseguir la instrucción necesaria, principalmente si se dirigen los esfuerzos hacia los resultados más productivos.

Trate de resolver los ejemplos después de que considere haber comprendido los conceptos. Puesto que en el texto se presentan las soluciones con todo detalle, es posible comprobar cualquier paso. Esta es una forma de aprendizaje programado. Como la materia va edificándose por sí sola (la mayor parte de esta acción se realiza en los primeros nueve capítulos de este libro), es conveniente efectuar breves repasos para mantener las cosas en perspectiva. Cuando el problema se refiera a una máquina o un aparato, cerciórese de aprender su funcionamiento para poder llegar a una solución práctica y comprensible. No pase por alto las explicaciones de las figuras, suelen tener conceptos útiles y —a veces— esenciales.

## P.7 CONCLUSION

La termodinámica es muy peculiar. Abarca cosas y fenómenos que nos son muy familiares —objetos que vemos y utilizamos todos los días: automóviles, aviones de reacción, agua hirviente, refrigeración, etc. Sin embargo, en ello estriba su dificultad, pues eso nos conduce a creer que tal familiaridad permite una fácil solución de los procesos termodinámicos que se efectúan en cada caso. La frustración llega cuando uno sabe todo acerca de un problema, menos cómo resolverlo. Esperamos que este libro lo preparare bien para esa tarea.

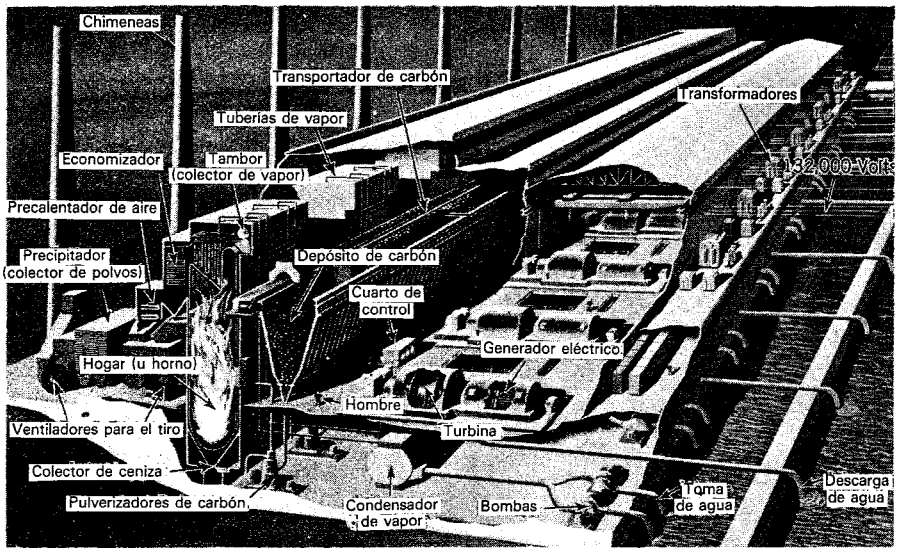



**Fig. p/1.** *Una gran central generadora de energía.* Visión artística de lo que sería una planta eléctrica con capacidad de 1 GW, o sea, 1 000 000 kW. (*Cortesía de Cleveland Electric Illuminating Co., Cleveland, Ohio.*)

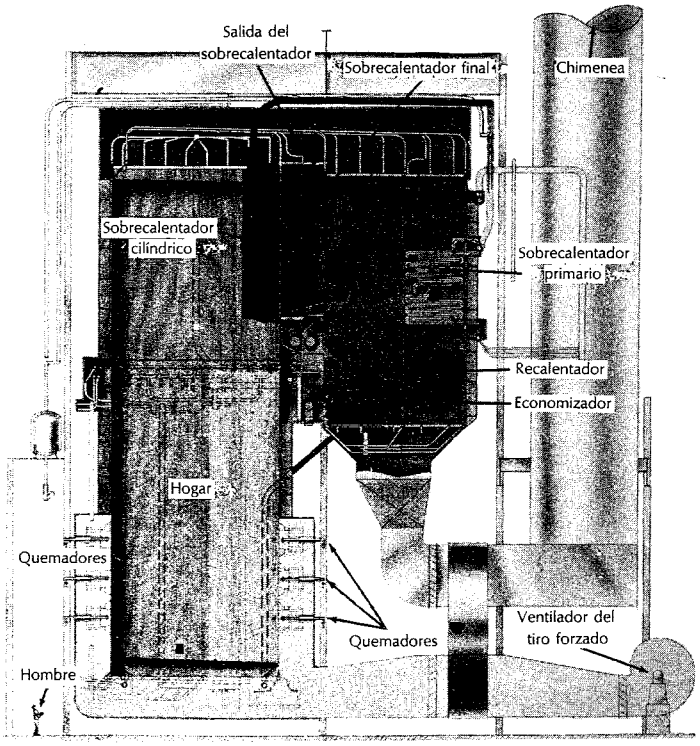



**Fig. p/2.** *Generador de vapor de pasos abiertos.* En este tipo de unidad generadora de vapor, los gases calientes fluyen en dos o más direcciones guiados por paredes con superficie de calefacción; es para presiones hasta de 187 kgf/cm$^2$ (2 650 lbf/plg$^2$) y temperaturas de 595°C (1 100°F). (*Cortesía de Babcock and Wilcox Co., Nueva York, N. Y.*)

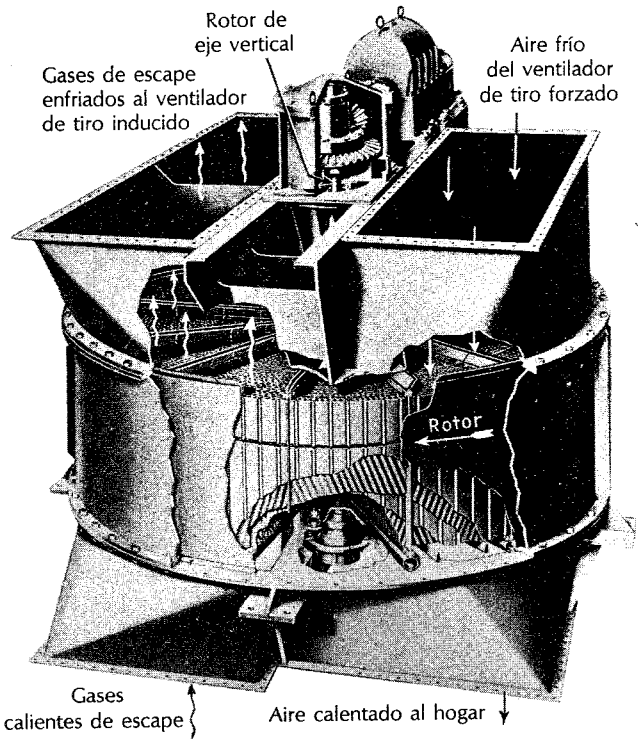



**Fig. p/3.** *Precalentador de aire Ljungstrom.* Datos de operación típicos para el calentador ilustrado: régimen de evaporación en la caldera: 250 000 kg/h (550 000 lb/h); temperaturas del aire —entrada: 27°C (80°F), salida: 317°C (602°F); temperaturas de los gases de combustión —entrada: 360°C (720°F), salida: 175°C (346°F). (*Cortesía de Air Preheater Corp., Nueva York, N. Y.*)

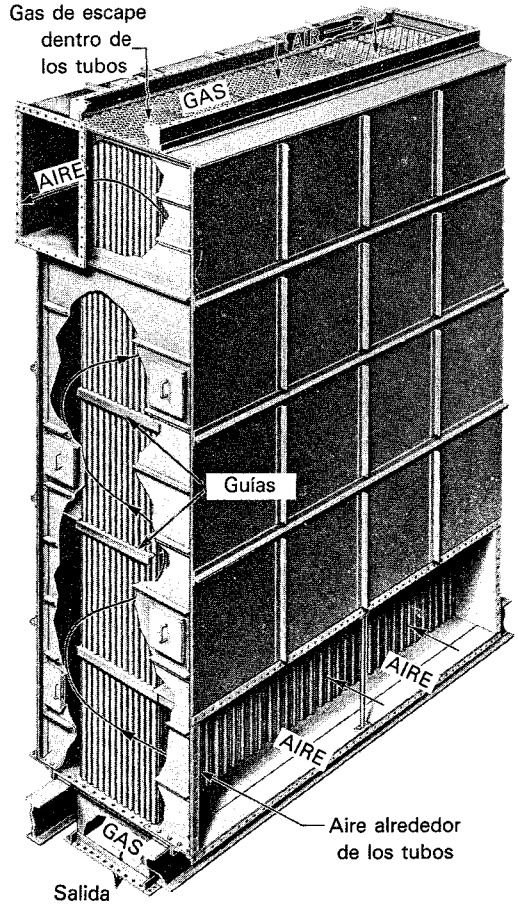



**Fig. p/4.** *Precalentador de aire de tubos.* Datos típicos para el equipo mostrado: tubos de 2½plg DE; capacidad de la caldera: 18 000 kg/h (40 000 lb/h) de vapor; temperaturas del aire —entrada: 38°C (100°F), salida: 270°C (515°F); temperaturas de los gases de combustión —entrada: 345°C (650°F), salida: 175°C (350°F). La eficiencia del generador de vapor se eleva en 2% por cada aumento de 55.5°C (100°F) en la temperatura del aire para la combustión.[9.17] (*Cortesía de Combustión Engineering Co., Nueva York, N. Y.*)

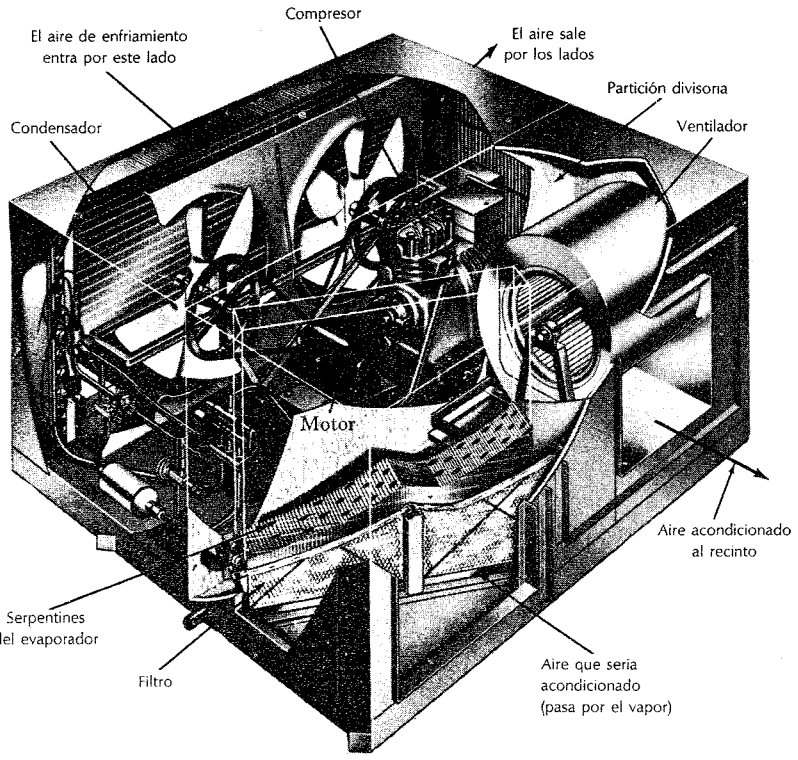



**Fig. p/5.** *Unidad de acondicionamiento de aire. (Cortesía de Lennox Industries, Inc., Marshalltown, Iowa.)*

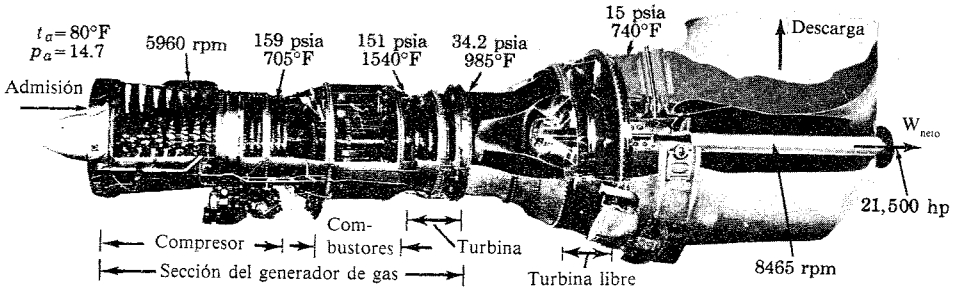



**Fig. p/6.** *Motor de turbina de gas. (Cortesía de Pratt & Whitney Aircraft, East Hartford, Conn.)*

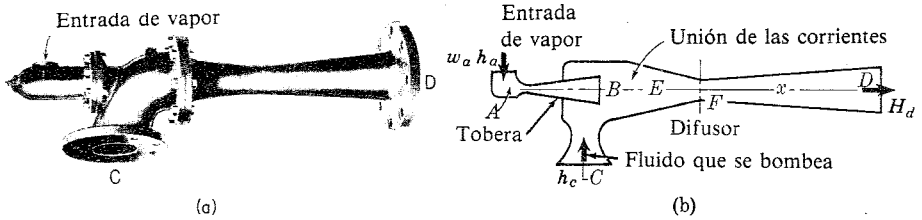



**Fig. p/7.** *Eyector de operación con vapor.*

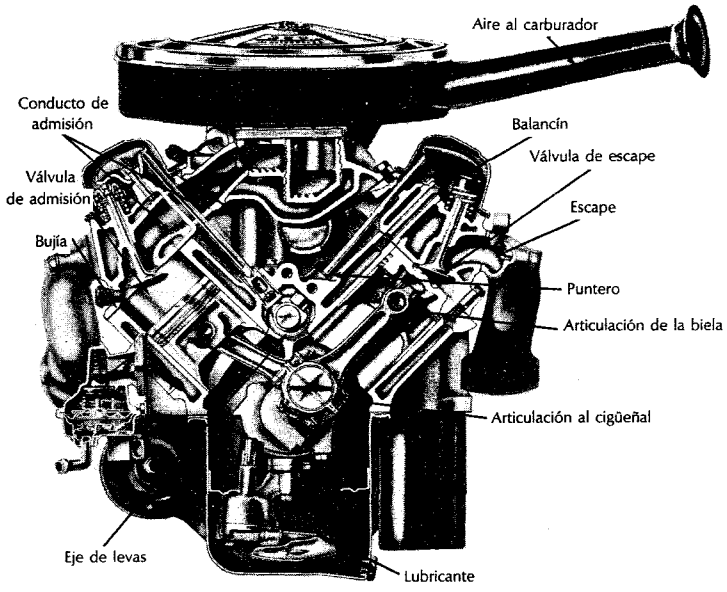



**Fig. p/8.** *Motor de combustión interna de cuatro tiempos para automóvil. (Cortesía de General Motors Corp., Warren, Mich.)*

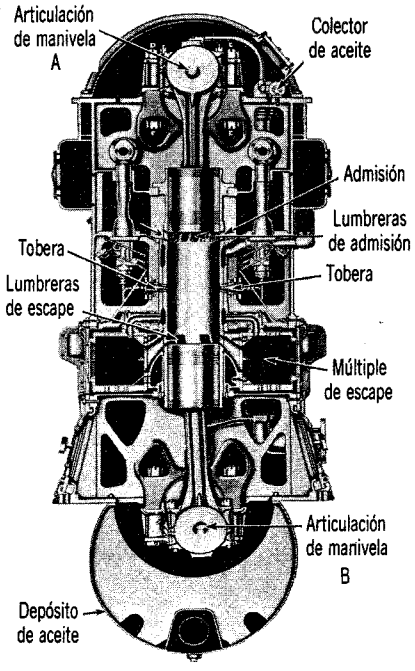



**Fig. p/9.** *Motor de pistones o émbolos opuestos.* A medida que los pistones se mueven desde la parte central alejándose uno de otro, las lumbreras (o puertos) de escape en la pared del cilindro (que se pueden ver abiertas en la parte inferior), empiezan a descubrirse y se inicia el escape. Las lumbreras de admisión (en la parte superior) se descubren y penetra aire nuevo al cilindro barriendo los gases de combustión. (La apertura de los puertos ocurre casi simultáneamente, empezando a descubrirse primero las lumbreras de escape. Observe que el brazo del cigüeñal inferior, *B*, tiene un pequeño adelanto angular con respecto al del superior, *A*.) Cuando los émbolos empiezan su carrera de compresión, las lumbreras son cubiertas por ellos y empieza dicho efecto. Cerca del final de esa carrera, se inyecta combustible por la tobera de inyección, se inicia la combustión y la expansión de los gases, y el ciclo de dos tiempos comienza otra vez.

Los dos cigüeñales están conectados por engranajes cónicos mediante un eje vertical, paralelo a los ejes de los cilindros. Tal eje, que no se ve en la ilustración, transmite la potencia del cigüeñal superior al inferior, y este último es el que entrega la fuerza motriz de la máquina. *(Cortesía de Fairbanks, Morse and Co., Chicago, Ill.)*

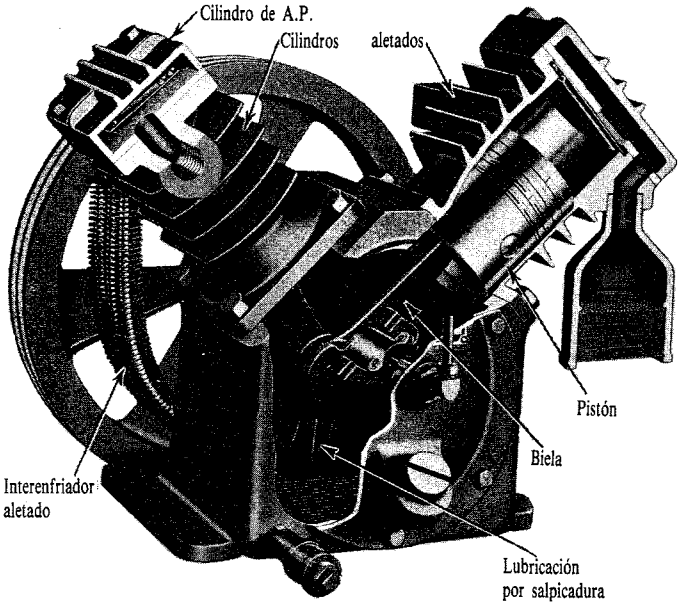



**Fig. p/10.** *Compresor de dos pasos, enfriado con aire.* Observe el enfriador intermedio de tubos con aletas, que es parcialmente visible a la izquierda. La compresión en dos pasos se recomienda a veces para una presión de descarga baja, hasta de 5.5 kgf/cm$^2$ (80 lbf/plg$^2$) (absoluta). Varios pasos más de compresión se necesitan para altas presiones de descarga, de unas 100 a 200 atm. (*Cortesía de Ingersoll-Rand Co., Nueva York, N. Y.*)

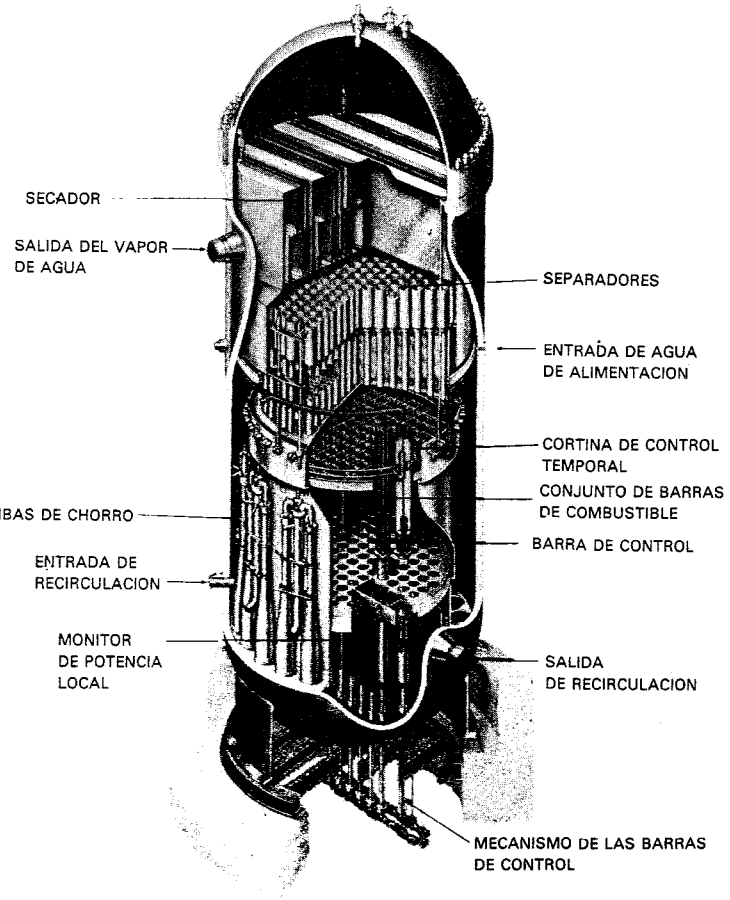



**Fig. p/11.** *Reactor nuclear de agua hirviente.* El "combustible" se halla encapsulado en barras, cuyo conjunto se indica, dispuestas en haces, de modo que el agua —que es el medio enfriante y la sustancia operante de la turbina de vapor— fluye alrededor de las barras. Las bombas de chorro ayudan a la circulación. El vapor producido pasa por los separadores, el secador detiene la mayor parte de las gotas de agua, y luego se conduce el vapor a la turbina.

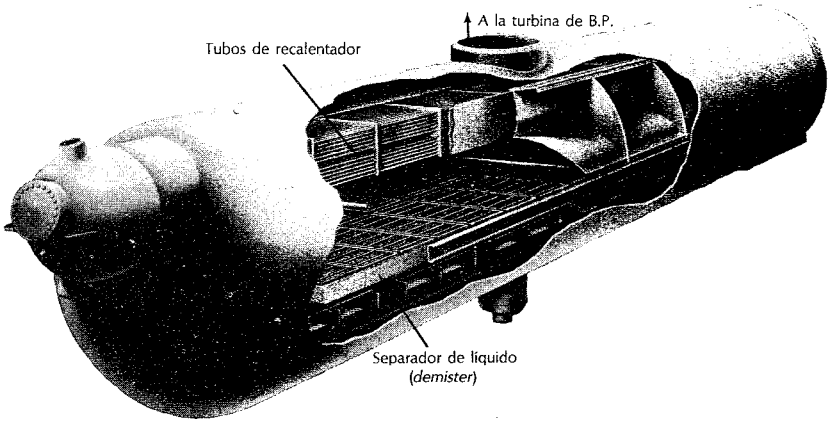



**Fig. p/12.** *Separador y recalentador combinados.* El vapor que descarga la turbina de alta presión, con una humedad de 9% a 12%, circula hacia arriba atravesando el separador de malla de alambre, que detiene prácticamente toda el agua líquida en pequeñas gotas. Por los tubos aletados del recalentador circula vapor vivo que resobrecalienta el vapor deshumectado, en 55.5°C a 75°C (100°F a 135°F); este último vapor entra luego a la turbina de alta presión. (*Cortesía de Westinghouse Corp., Philadelfia, Pa.*)

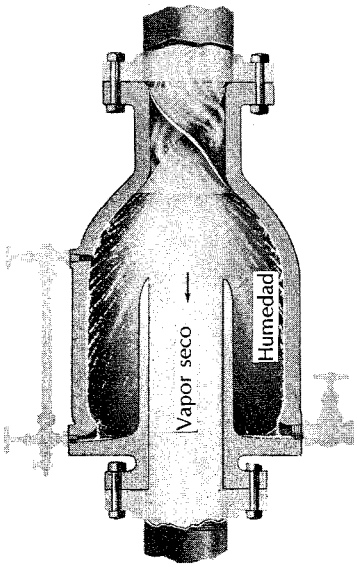



**Fig. p/13.** *Separador centrífugo.* Al vapor (de agua o de otra clase) que entra por la parte superior se le imparte un movimiento de torbellino por la pieza helicoidal. Las partículas de más peso —líquidas o sólidas— son arrojadas a los lados, y el vapor con una calidad del orden de 99% sigue por el conducto central. (*Cortesía de The Swartwout Co., Cleveland, Ohio.*)

# SIMBOLOS

**Se usaron los símbolos estándar o convencionales, con pocas excepciones, pero se prefirieron los empleados en las ASHRAE *Guide* y en las Keenan and Kaye *Gas Tables*.**

A — área; número de masa; función de Helmholtz; amperes.

$a$ — aceleración; velocidad acústica.

$\mathscr{A}$ — función de disponibilidad; $-\Delta\mathscr{A}_{n/o}$, disponibilidad, sin flujo; $-\Delta\mathscr{A}_{f/o}$, disponibilidad, flujo constante.

$b$ — $h - T_0 s$.

$C$ — constante.

$C_p$, $C_v$ — calores específicos molares a presión y a volumen constante.

$c$ — coeficiente de espacio muerto en motores, compresores; velocidad de la luz; calor específico, Btu/lb·°R. $c_p$, calor específico a presión constante; $c_v$, calor específico a volumen constante; $c_n$, calor específico politrópico.

$D$ — diámetro.

$d$ — dimensión, distancia.

$E$ — símbolo general de la energía; $E_s$, energía total almacenada de un sistema; $E_e$, energía eléctrica; $E_{\text{quím.}}$, energía química; $E_c$, energía cargable a la máquina para obtener su eficiencia termodinámica; $E_f$, energía perdida por fricción; $E_a$, energía disponible; $E_u$, energía no disponible; módulo isotérmico de Young.

$e$ — eficiencia termodinámica o térmica; $e_E$, eficiencia térmica exterior (o efectiva); $e_I$, eficiencia térmica interior (o indicada); $e_K$, eficiencia térmica combinada o global; carga elemental.

$\mathscr{E}$ — fuerza eléctrica potencial.

**E** — intensidad del campo eléctrico.

$F$ — fuerza; $F_g$, fuerza de gravedad.

$f$ — factor de fricción (flujo de la tubería); fugacidad.

$f_m$ — fracción de masa.

$f_t$ — factor de recuperación por temperatura.

$G$ — función de Gibbs (energía libre); constante gravitacional; irradiación.

$g$ — aceleración local de la gravedad; $g_o$, aceleración normal de la gravedad.

$H$ — entalpia total; $H_m$, entalpia de una mezcla; $H_p$, entalpia de los productos de combustión; $H_r$, entalpia de los reactivos; $H^o$, entalpia en el estado estándar.

$h$ — entalpia específica; constante de Planck; $\bar{h}$, entalpia de un mol de sustancia; $h^o$, entalpia en el estado estándar o de referencia; $h_0$ entalpia de estagnación; $h^*$, entalpia del gas ideal (donde sea necesaria la distinción); $h_{rp}$, entalpia de reacción.

$h$ — coeficiente pelicular de transmisión (transmisión de calor).

**H** — intensidad magnética.

$I$ — impulso; irreversibilidad; intensidad de radiación.

$\mathscr{I}$ — corriente eléctrica, amperes.

$J$ constante de Joule (≈778).

$K$ energía cinética; $K_s$, índice elástico o constante de fuerza; $K_p$, constante de equilibrio.

$k$ relación $c_p/c_v$; conductividad.

**k** constante de proporcionalidad de Newton.

$L$ distancia; longitud; carrera del pistón; unidades representativas de longitud $L''$; carrera en pulgadas.

lit. litros.

**M** número de Mach; momento magnético.

$M$ masa molecular; $M_a$, masa molecular del gas A y los demás. Momento.

$\mathscr{M}$ momentun.

$m$ masa; porcentaje del vapor de extracción en el ciclo regenerativo; exponente en $pV^m = C$ para un proceso irreversible.

$N$ un número cualquiera; números de ciclos de poder por minuto que realiza una máquina.

$N_A$ número de Avogadro.

$n$ revoluciones por minuto (rpm); exponente politrópico; número de moles.

$P$ energía potencial gravitacional; representa la unidad de la libra.

$p$ unidad de presión; presión efectiva; $p_m$, presión media efectiva (p.m.e.); $p_{mi}$, p.m.e. indicada, $p_{mB}$, presión media efectiva al freno; $p_o$, presión de estagnación o de impacto; $p^o$, presión en el estado de referencia, $p_r$, presión relativa, $p_R$, presión reducida.

$Q$ calor; $Q_A$, adición de calor; $Q_R$, calor cedido.

$q$ poder calorífico; $q_l$, poder calorífico, inferior; $q_h$, poder calorífico superior; $q_v$, poder calorífico a volumen constante; $\bar{q}$, poder calorífico por mol de combustible.

$\mathscr{Q}$ carga eléctrica; un coulomb de electricidad.

$R$ constante específica de un gas; $R = \bar{R}/M = 1\,545/\mathrm{M}$ ( $= pv/T$ para un gas ideal).

$\bar{R}$ constante universal de los gases.

$\mathrm{R_e}$ número de Reynolds.

$r$ radio; razón; relación; factor de recalentamiento; $r_K$, relación de compresión; $r_p$, relación de presión; $r_e$, relación de expansión; $r_{f/a}$, relación combustible y aire; $r_{a/f}$, relación aire y combustible.

$\mathscr{R}$ resistencia eléctrica.

$S$ entropía total.

$s$ entropía específica; $s^o$, entropía absoluta en un estado estándar; $\bar{s}$, entropía por mol.

$s_1$ entropía absoluta en estado 1.

$\mathscr{T}$ tensión superficial.

$T$ temperatura absoluta, generalmente en grados Rankine; $T_R$, temperatura reducida; $T_o$, temperatura de estagnación; $T_0$, temperatura de sumidero; $T^o$, temperatura estándar o de referencia.

$t$ temperatura, generalmente en grados Farenheit; tiempo.

$U$ energía interna total; $U_p$, energía interna de los productos; $U^o$, energía interna en estado estándar.

$u$ energía interna específica; $\bar{u}$, energía interna para un mol de sustancia; $u_{rp}$, energía interna de reacción; $u^o$, en estado estándar.

$V$ volumen total; $V_D$, volumen de desplazamiento.

$v$ volumen específico; $v_r$, volumen relativo; $v_R$, volumen reducido; $v_{Ri}$, volumen reducido ideal; $\bar{v}$, volumen por mol.

$\mathscr{v}$ velocidad.

$W$ trabajo efectivo o de fluido; $W_I$, trabajo indicado; $W_E$, trabajo al freno; $W_K$, trabajo combinado; $W_f$, trabajo de flujo; $W_p$, trabajo de bombeo.

$\dot{W}$ poder.

$w$ poder emisivo total.

$X$ fracción volumétrica o molar.

$x$ calidad de un sistema de dos fases, coordinado.

$y$ porcentaje (o fracción) de un líquido en un sistema de dos fases; de formación longitudinal.

$Z$ factor de compresibilidad; número atómico.

$z$ altitud; energía potencial de una unidad de peso.

$\alpha$ *(alfa)* constante en la ecuación de calor específico, absorción; coeficiente de dilatación térmica longitudinal $(dL/L)/dT$.

$\beta$ *(beta)* constante en la ecuación de calor específico; coeficiente de expansión volumétrica.

$\gamma$ *(gamma)* pesò específico; constante en la ecuación de calor específico, coeficiente de operación; ángulo.

$\delta$ ángulo.

$\varepsilon$ *(epsilon)* efectividad; emisión; energía del fotón; de traslación de la molécula; unidad de deformación; $\varepsilon_r$ efectividad de la regeneración.

$\zeta$ *(zeta)* módulos volumétricos.

$\eta$ *(eta)* relaciones de energía, eficiencia motriz; eficiencia de combustión; $\eta_b$, eficiencia motriz efectiva; $\eta_t$ eficiencia de la turbina; $\eta_c$, eficiencia de compresión (adiabática si no es calificada); $\eta_i$, eficiencia motriz indicada; $\eta_k$, eficiencia motriz combinada; $\eta_m$, eficiencia mecánica; $\eta_n$, eficiencia de una tobera; $\eta_p$, eficiencia de propulsión; eficiencia de bombeo; $\eta_r$, eficiencia de las hojas de reacción; $\eta_s$, eficiencia de la turbina por etapas; $\eta_v$, eficiencia volumétrica.

$\theta$ *(theta)* representa la unidad de temperatura; ángulo.

$\varkappa$ *(kappa)* constante de Boltzamann; $\varkappa_d$, coeficiente de gasto; $\varkappa_f$, coeficiente de la velocidad de fricción; $\varkappa_p$, coeficiente de presión; $\varkappa_s$, coeficiente de compresibilidad adiabática; $\varkappa_T$, coeficiente de compresibilidad isotérmica; $\varkappa_v$ coeficiente de velocidad.

$\lambda$ *(lambda)* longitud de onda.

$\mu$ *(mu)* grado de saturación; viscosidad absoluta; coeficiente de Joule-Thomson; micra o micrón.

$\mu_0$ permeabilidad.

$\nu$ *(nu)* viscosidad cinemática; frecuencia.

$\pi$ *(pi)* 3.1416... coeficiente de Poltier.

$\rho$ *(rho)* densidad; reflectividad.

$\sigma$ *(sigma)* constante de Stefan-Boltzamann; unidad de tensión.

$\tau$ *(tau)* tiempo; representa la unidad de tiempo; transmitancia.

$\phi$ *(phi)* humedad relativa; ángulo; $d\phi = c_p dT/T$.

| | |
|---|---|
| $\omega$ (omega) | velocidad angular; relación de humedad; ángulo. |
| $\Delta$ (delta) | indica la diferencia o un cambio de valor; $\Delta_t$ = cambio de temperatura o diferencia en la temperatura, de acuerdo con el contexto. |
| $\Omega$ (omega) | probabilidad termodinámica; resistencia eléctrica. |

## PREFIJOS APROBADOS INTERNACIONALMENTE

*Las abreviaturas, entre paréntesis, y sus significados son los siguientes (ejemplo: kilo (k) = $10^3$)*

| | | |
|---|---|---|
| tera (T) = $10^{12}$ | deca (da) = 10 | nano (n) = $10^{-9}$ |
| giga (G) = $10^9$ | deci (d) = $10^{-1}$ | pico (p) = $10^{-12}$ |
| mega (M) = $10^6$ | centi (c) = $10^{-2}$ | femto (f) = $10^{-15}$ |
| kilo (k) = $10^3$ | mili (m) = $10^{-3}$ | ato (a) = $10^{-18}$ |
| hecto (h) = $10^2$ | micro ($\mu$) = $10^{-6}$ | |

## ABREVIATURAS

| | |
|---|---|
| a | aire |
| AC | corriente alterna |
| A/F | relación aire-combustible |
| AIChE | American Institute of Chemical Engineers |
| ASME | American Society of Mechanical Engineers |
| ASHRAE | American Society of Heatin, Refrigerating and Air Conditioning Engineers |
| atm | atmósferas; unidad de presión |
| bhp | caballos de fuerza al freno o efectivos |
| bmep | presión media efectiva al freno |
| Btu | unidad térmica inglesa |
| cd | candela |
| cfm | pies cúbicos por minuto ($pie^3$/min) |
| cgs | sistema centímetro-gramo-segundo |
| chu | unidad calorífica centígrada |
| cm | centímetro |
| cpm | ciclos por minuto |
| cps | ciclos por segundo |
| da | aire seco |
| DC | corriente directa |
| dg | gas seco |
| DMLT | diferencia media logarítmica de temperatura |
| $e^V_f$ | vol de electrón combustible |
| F/A | relación combustible-aire |
| fpm | pie por minuto |
| gm | gramo |
| gmol | gramo mol |
| gpm | galones por minuto |
| HP | alta presión |
| hp | potencia o caballos de fuerza |
| Hz | hertz |
| IC | motor de compresión de Diesel |
| ID | diámetro interior |
| ihp | caballos de fuerza o potencia indicada |
| IP | presión intermedia |
| J | Joule |
| kg | kilogramo |
| kw | kilowatt = kilovatio |
| lb/mol | libra mol = pound mole |
| $lb/pie^2$ | libra por pie cuadrado |
| $lb/plg^2$ | libra por pulgada cuadrada |
| ln | logaritmo natural (base *e*). ln $N = 2.3 \log_{10} N$. |
| log | logaritmo común (con base 10) |
| LP | Baja presión |
| m | metros |
| MCI | motor de combustión interna |
| MeV | millones de volts de electrón |
| mph | millas por hora |
| N | newton |
| NBS | National Bureau of Standards |
| OD | diámetro exterior |
| Pa | pascal |
| pie/seg | pies por segundo |
| $pie/seg^2$ | pies por segundo cuadrado |
| p.m.e. | presión media efectiva |
| p.m.e.i. | presión efectiva indicada |
| PMF | punto muerto inferior |
| PMS | punto muerto superior |
| psia | libras por pulgada cuadrada absolutas |
| psi | libras por pulgada cuadrada manométricas |
| RLM | recorrido libre medio |
| rpm | revoluciones por minuto |
| rps | revoluciones por segundo |
| SAE | Society of Automotive Engineers |
| seg | segundo |
| SI | encendido por chispa; sistema internacional de unidades |
| USASI | USA Standards Institute |
| v | vapor |

# 1

# PRINCIPIOS, CONCEPTOS BASICOS Y DEFINICIONES

## 1.1 INTRODUCCION

El estudio de la termodinámica, como el caso de un viaje, debe tener un punto de partida. Se supone que el lector ha estudiado ya los cursos de cálculo, física, química y mecánica de los primeros años de universidad. Este capítulo tiene por objeto servir de fundamento a los capítulos siguientes. El estudiante debe tener un conocimiento bien claro de los principios, conceptos básicos y definiciones que se presentan en este capítulo antes de pasar a otro.

Después de exponer las leyes y el lenguaje básicos, y los métodos para manipular sustancias termodinámicamente diferentes, se pasará a los capítulos de aplicación. Estos proporcionan no solamente una visión más amplia de la materia, sino que son también una introducción a aplicaciones especializadas. La mayor parte de los estudiantes hallarán personal interés en ciertas aplicaciones. Excepto en algunos casos, los símbolos y abreviaturas vienen aplicados en la tabla general respectiva.

## 1.2 SUSTANCIA OPERANTE O DE TRABAJO

Los motores efectúan trabajo (como en los automóviles) y los refrigeradores producen enfriamiento (para uso doméstico, por ejemplo) debido a que ocurren determinados efectos en una sustancia contenida en ellos, generalmente un fluido, en la que puede ser almacenada energía o de la que se puede extraer ésta. Un ***fluido*** es una sustancia que existe, o que se considera que existe, como un medio continuo caracterizado por una baja resistencia a fluir y la tendencia a asumir la forma de su recipiente. Ejemplos de fluidos operantes son: *vapor* (de agua) en una turbina de vapor, *aire* en un compresor de aire, *mezcla de aire y combustible* en un motor de combustión interna y *agua* (líquida) en una turbina hidráulica. Usaremos aquí la palabra ***sustancia*** para designar algo constituido por moléculas, pero algunas veces se considerarán átomos (como en los sistemas reaccionantes o reactivos). De manera que no se referirá a una radiación, a electrones o a otras partículas subatómicas, a menos que se las incluya específicamente.

También se considerará una sustancia como *pura* o *simple*. Una ***sustancia pura*** es la que es homogénea en composición, y homogénea e invariable en agregación química. Por ejemplo, si el agua existe como sólido, líquido o vapor, o como una mezcla de éstos, será una sustancia pura. Por otra parte, si se tiene aire en forma de una mezcla de líquido y vapor, entonces no se considerará como una sustancia pura, puesto que el líquido es más rico en nitrógeno que el vapor.

Una ***sustancia simple*** es aquella cuyo estado se define por dos propiedades termodinámicas intensivas que varían independientemente; véase en el § 1.5 la descripción de las propiedades y el estado de una sustancia. El postulado (o principio) del estado, § 3.2, pondrá de manifiesto que una sustancia simple tendrá solamente un modo relevante de trabajo reversible.

## 1.3 EL SISTEMA

*Un **sistema** es aquella porción del universo: un átomo, una galaxia, una determinada cantidad de materia o un cierto volumen en el espacio, la cual se desea estudiar.* Es una región encerrada por una **frontera** específica (que puede ser imaginaria) fija o móvil.* Un sistema termodinámico es así una región configurada en el espacio y de la que se desean estudiar las transformaciones de energía que ocurren dentro de sus límites, y el paso —si ocurre— de energía o materia, o de ambas, a través de la frontera, ya sea hacia afuera o hacia adentro de ésta. *La región que rodea totalmente a un sistema se llama su **alrededor o medio circundante**.* Este medio exterior contendrá sistemas, algunos de los cuales pueden afectar al sistema particular en estudio, tales como una fuente de calor. El ***cuerpo libre*** de la mecánica analítica es un sistema para el cual el modo de análisis está basado en las leyes de movimiento de Newton. En termodinámica, el modo principal de análisis se basa en el balance de masa y energía del sistema analizado.

Los sistemas pueden definirse de varias formas; para nuestro objeto se establecerán tres clases. Un ***sistema cerrado*** es aquel en el que no existe intercambio de materia con su alrededor (la masa no atraviesa la frontera). Un ***sistema abierto*** es aquel en que hay flujo de masa a través de su frontera. En uno u otro sistemas puede existir paso de energía a través de sus límites. Un sistema ***totalmente aislado*** es aquel que es completamente impenetrable a su alrededor, es decir, ni masa ni energía pueden cruzar su frontera.

En la figura 1/1 se representa un sistema constituido por un gas, cuya frontera la forman un cilindro y un pistón movible. Si se aplica calor exteriormente al cilindro, el gas experimentará un incremento de temperatura y se dilatará haciendo que se eleve el pistón. Al subir este émbolo la frontera se habrá movido, y hay paso de energía (calor y trabajo) a través de esa envolvente durante este proceso, mientras que la masa permanece constante dentro del sistema.

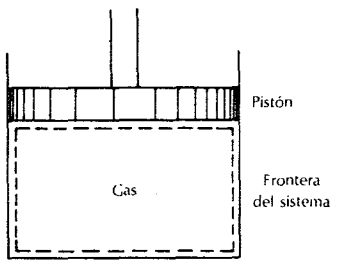



**Fig. 1/1.** *Ejemplo de sistema cerrado.*

* Es muy natural que a medida que se desarrolla una ciencia se presenten escollos semánticos en los nuevos conceptos —y a veces, también en los conceptos anteriores. En su totalidad, la termodinámica clásica se desarrolló de modo que la mayor parte de su terminología contaba con reconocimiento universal. Podríamos decir, como Humpty Dumpty en *Alicia en el País de las Maravillas*: "Cuando *yo* uso una palabra, ésta significa exactamente lo que quiero que signifique, ni más ni menos". No nos propondremos deliberadamente redefinir ningún término técnico para nuestros fines, pero si es el caso, se mencionarán siempre las otras definiciones existentes. En general, se escogerá entre las definiciones corrientes aquellas que mejor se adapten a nuestros propósitos, y daremos otros términos para los mismos conceptos y propiedades a medida que se necesiten; esto es, en casos en que son de uso común palabras distintas que significan lo mismo.

## 1.4 SUPERFICIE Y VOLUMEN DE CONTROL

Con frecuencia, el sistema analizado es del tipo abierto, como el motor de automóvil representado en la figura 1/2. En el caso de sistemas abiertos suele denominarse a la frontera *superficie de control,** y al espacio determinado por ella, *volumen de control.** Por consiguiente, un volumen de control se define como aquella región del espacio que se considera en un estudio o análisis dados. La masa de operante dentro del volumen puede ser constante (aunque no la misma materia en un instante dado) como en el caso del motor de automóvil o el de una tobera para agua simple, o bien, puede ser variable, como sucede con un neumático de auto al ser inflado.

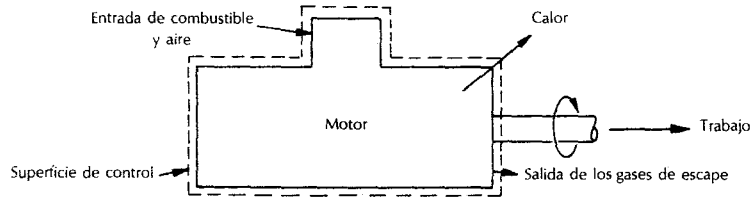



**Fig. 1/2.** *Ejemplo de sistema abierto.*

## 1.5 PROPIEDADES Y ESTADO

Para calcular cambios de energía que hayan ocurrido en un sistema o sustancia operante, se debe estar en condiciones de expresar el comportamiento del sistema en función de características descriptivas llamadas ***propiedades***. Propiedades macroscópicas que son familiares al lector por estudios anteriores son presión $p$, temperatura $T$, densidad (o masa específica) $\rho$, y volumen específico $v$, cada una de las cuales se describirá en breve.

Las propiedades se pueden clasificar como intensivas o extensivas. Las ***propiedades intensivas son independientes de la masa***; por ejemplo, temperatura, presión, densidad y potencial eléctrico. Las ***propiedades extensivas dependen de la masa del sistema y son valores totales***, como el volumen total y la energía interna total. ***Propiedades específicas*** son las referidas en forma general a la unidad de masa y son intensivas por definición, como el volumen específico. En consecuencia, en términos generales se puede ver que, como ejemplos, el volumen total es una propiedad extensiva y la temperatura y la presión son inherentemente intensivas.

Cuando se habla del ***estado*** de una sustancia pura, o de un sistema, nos referimos a su condición identificada por las propiedades de la sustancia; este estado se define generalmente por valores particulares de dos propiedades independientes. Todas las demás propiedades termodinámicas de la sustancia tienen ciertos valores particulares siempre que una cierta masa de sustancia se halle en este estado macroscópico particular. Ejemplos de propiedades termodinámicas, además de $p$, $v$, y $T$, son: energía interna, entalpia y entropía (todas las cuales se estudiarán posteriormente). Otras propiedades de sistema son, en general, las siguientes: velocidad, aceleración, momento de inercia, carga eléctrica, conductividad (térmica o eléctrica), fuerza electromotriz, esfuerzo, viscosidad, reflexividad, número de protones, etc. No importa lo que suceda a una cantidad particular de sustancia pura, ya sea que se comprima, caliente, expanda o enfríe, si se la hace volver a las propiedades estipuladas

* La palabra "control" en estos términos (en inglés, *control surface, control volume*) tiene el significado de examen o inspección (como en francés, *contrôle*) y no el usual de mando o gobierno. (N. del R.)

de definición, las otras propiedades *termodinámicas* también regresarán a valores idénticos, respectivamente, a sus valores originales. Véase la figura 1/3.

Consideremos por un momento la expresión propiedades *independientes*. Como se sabe, la densidad es el recíproco del volumen específico; de manera que estas propiedades no son independientes entre sí. Durante la vaporización o solidificación de un líquido, la presión y la temperatura de la mezcla bifásica no son independientes; la temperatura de ebullición tiene un valor determinado para una sustancia particular, dependiendo del valor de la presión.

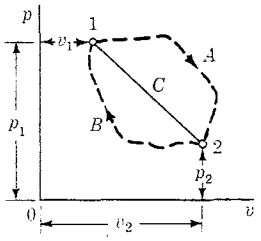



**Fig. 1/3.** *El plano termodinámico pv.* Una sustancia cuyo estado se representa por el punto 1 tiene una temperatura $T_1$. Si la presión y el volumen varían según la trayectoria 1-*A*-2-*B*-1, regresando a sus valores originales, la temperatura también retorna al valor *T*1.

En matemáticas* se aprende que dos coordenadas (los valores de $x$ y $y$) localizan (o definen) un punto que se sabe está en un plano dado (el plano $xy$). Tres coordenadas $x$, $y$, $z$ sitúan un punto en el espacio tridimensional. Las propiedades se pueden considerar como coordenadas que localizan un punto en el espacio (o sea, *definen un estado*) y es posible visualizar este punto —o cualquier número de puntos de estado— proyectado sobre varios planos, por ejemplo, en el plano presión-volumen de la figura 1/3, en el plano temperatura-entropía, etc. *Cualesquiera* de estas tres propiedades se pueden emplear para definir un punto en un espacio termodinámico. Si se dispone de suficientes datos, es posible determinar una *superficie* termodinámica de estados de equilibrio para una sustancia pura, utilizando, por ejemplo, $p$, $v$, $T$, o bien, $u$, $T$, $p$. Luego, teniendo ya la superficie termodinámica dada —por ejemplo, la correspondiente a $p$, $v$, $T$— dos cualesquiera de las propiedades servirán para situar el punto de estado. La tercera propiedad podrá evaluarse ahora leyendo la escala respectiva en su eje (figuras 3/4 y 3/5). Debido a las características descritas, las propiedades son ***funciones de punto*** (o ***de posición***). Como las figuras de tres dimensiones no pueden trazarse fácilmente, resulta muy conveniente que dos coordenadas puedan definir por lo general el estado de una sustancia pura, resultando muy sencillo visualizar tales estados en un plano termodinámico conveniente.

## 1.6 SISTEMAS DE UNIDADES**

Isaac Newton*** realizó el importantísimo descubrimiento de que la aceleración de un cuerpo es directamente proporcional a la fuerza resultante que actúa en él, e inversamente

* En la sección §11.2 se presenta un estudio más detallado de este tema y de su importancia.

** En esta versión se complementa y aclara este tema, introduciendo lo relativo al sistema técnico métrico, y las recomendaciones más recientes acerca de los símbolos y nombres de las unidades. (N. del R.)

*** A sir Isaac Newton (1642-1727) suele considerársele el más grande científico de todos los tiempos. Hijo de un matrimonio de granjeros, pronto dio muestras de su ingenio mecánico ideando un reloj de agua y uno de sol en sus días de estudiante de primaria. Dos años después de graduarse en Cambridge ya había descubierto el teorema del binomio, iniciado la invención del cálculo infinitesimal, experimentado con los colores y especulado acerca de la gravedad. Los siguientes son algunos de sus logros: el telescopio reflector, la descomposición de la luz solar, la ciencia óptica, la invención de un termómetro (mucho antes del descubrimiento de la primera ley de la termodinámica), y su obra monumental: la bien conocida Ley de la Gravitación universal. El atribuyó sus éxitos científicos al trabajo arduo, la paciente reflexión y a las obras de sus predecesores: "He estado de pie sobre los hombros de gigantes" —dijo.

proporcional a su masa: $a = \mathbf{k}F/m$, siendo **k** una constante de proporcionalidad. La ecuación anterior puede escribirse en la forma

$$F = ma/\mathbf{k}, \tag{1-1A}$$

o dimensionalmente, $F \rightarrow ML/\tau^2$. Esto nos permite definir una unidad de fuerza en función de las unidades de masa, longitud y tiempo, en cualquier sistema de unidades.

En los sistemas coherentes de unidades más comúnmente empleados y en los que **k** vale la unidad, pero no carece de dimensiones, se tienen las siguientes definiciones de unidades de fuerza:

CGS: 1 dina acelera una masa de 1 g a razón de 1 cm/seg$^2$
MKS (o SI): 1 newton acelera una masa de 1 kg a razón de 1 m/seg$^2$
Técnico métrico: 1 kilogramo fuerza acelera una masa de 1 utm a razón de 1 m/seg$^2$
Técnico inglés: 1 libra fuerza acelera una masa de 1 slug a razón de 1 pie/seg$^2$

En los llamados "sistemas de ingeniería", el valor de **k** no es igual a la unidad ni adimensional, y se tienen así las siguientes definiciones:

1 kilogramo fuerza (kgf) imparte a una masa de 1 kg una aceleración de 9.8066 m/seg$^2$
1 libra fuerza (lbf) imparte a una masa de 1 lb una aceleración de 32.174 pie/seg$^2$

De la ecuación (1-1A) se obtiene $\mathbf{k} = ma/F$. Aplicando las anteriores definiciones resulta

$$\mathbf{k} = (1 \text{ kg})\ (9.8066 \text{ m/seg}^2)/\text{kgf} \rightarrow 9.8066 \text{ kg} \cdot \text{m/kgf} \cdot \text{seg}^2$$
$$\mathbf{k} = (1 \text{ lb})\ (32.174 \text{ pie/seg}^2)/\text{lbf} \rightarrow 32.174 \text{ lb} \cdot \text{pie/lbf} \cdot \text{seg}^2$$

En esta parte el lector debe entender bien que el valor de **k** puede ser diferente de la unidad y tener unidades congruentes con el sistema de unidades que se emplee.

## 1.7 UNIDADES SI

En vista de la relativa novedad, unicidad y aceptación universal de este sistema de unidades métricas, se considera que es muy conveniente ahora una breve descripción de las unidades SI. Se dan luego las definiciones de sus siete unidades fundamentales para poner de relieve sus conceptos físicos.

En 1872 se realizó en Francia una conferencia internacional a la que asistieron representantes de veintiséis países, entre ellos Estados Unidos. Posteriormente, en 1875, diecisiete países (incluyendo también a Estados Unidos) aprobaron un tratado internacional, la Convención del Metro, para formular un sistema universal de unidades internacionales. En 1960 se modernizó la norma y se le dio el nombre de Sistema Internacional de Unidades (Système International d'Unités, SI).

Las unidades SI se dividen en tres clases: fundamentales, derivadas y complementarias. Véanse las tablas 1.1, 1.2 y 1.3.

### 1.7a Definiciones de las unidades fundamentales SI

1. El *metro* (m) es la unidad de longitud y es igual a 1 650 763.73 longitudes de onda en el vacío de la radiación correspondiente a la transición entre los niveles $2p_{10}$ y $5d_5$ del átomo de criptón 86.
2. El *kilogramo* (kg) es la unidad de masa y es la masa del prototipo internacional del kilogramo. Es la única unidad fundamental que tiene prefijo (kilo).

3. El *segundo* (seg) es la unidad de tiempo y equivale a la duración de 9 192 631 770 ciclos (o periodos) de la radiación correspondiente a la transición entre los dos niveles hiperfinos del estado fundamental del átomo de cesio 133.
4. El *ampere* (A) es la unidad de corriente eléctrica y es la corriente constante que, si circulara por dos conductores paralelos rectos de longitud infinita, con sección transversal circular despreciable, y colocados a 1 m de distancia en el vacío, produciría entre estos conductores una fuerza igual a $2 \times 10^{-7}$ newtons por metro (N/m) de su longitud.
5. El *kelvin* (K) es la unidad de temperatura termodinámica y corresponde a la fracción 1/273.16 del punto triple del agua.
6. El *mol* es unidad de cantidad de sustancia y es la cantidad en un sistema que contenga tantas entidades elementales como átomos hay en 0.012 kg de carbono 12.
7. La *candela* (cd) es la unidad de intensidad luminosa y es el valor de esta cantidad, en dirección perpendicular, de una superficie igual a (1/600 000) $m^2$ de un cuerpo negro a la temperatura de solidificación del platino, bajo una presión de 101 325 $N/m^2$.

## 1.7b Unidades derivadas SI

Las unidades derivadas se expresan algebraicamente en función de las fundamentales. A varias de estas unidades se les han dado nombres especiales y muchas otras se han denominado con base en aquéllas. Veánse las tablas 1.2a, 1.2b y 1.2c.

**TABLA 1.1 Unidades fundamentales SI**

| *Cantidad* | *Nombre* | *Símbolo* |
|---|---|---|
| Longitud | metro | m |
| Masa | kilogramo | kg |
| Tiempo | segundo | s |
| Corriente eléctrica | ampere | A |
| Temperatura termodinámica | kelvin | K |
| Cantidad de sustancia | mol | mol |
| Intensidad luminosa | candela | cd |

**TABLA 1.2a Ejemplos de unidades derivadas SI expresadas en función de las unidades fundamentales**

| | *Unidad* | |
|---|---|---|
| *Cantidad* | *Nombre* | *Símbolo* |
| Area | metro cuadrado | $m^2$ |
| Volumen | metro cúbico | $m^3$ |
| Velocidad | metro por segundo | m/s |
| Aceleración | metro por segundo al cuadrado | $m/s^2$ |
| Densidad | kilogramo por metro cúbico | $kg/m^3$ |
| Volumen específico | metro cúbico por kilogramo | $m^3/kg$ |
| Densidad de corriente | ampere por metro cuadrado | $A/m^2$ |

## TABLA 1.2b
## Ejemplos de unidades derivadas SI con nombres especiales

| | Unidad | | | |
|---|---|---|---|---|
| *Cantidad* | *Nombre* | *Símbolo* | *Expresión en términos de otras unidades* | *Expresión en términos de unidades fundamentales SI* |
| Fuerza | newton | N | | $m \cdot kg/s^2$ |
| Presión | pascal | Pa | $N/m^2$ | $kg/(m \cdot s^2)$ |
| Frecuencia | hertz | Hz | | $1/s$ |
| Energía, trabajo, calor | joule | J | $N \cdot m$ | $m^2 \cdot kg/s^2$ |
| Potencia | watt | W | J/s | $m^2 \cdot kg/s^3$ |
| Cantidad de electricidad | coulomb | C | $A \cdot s$ | $s \cdot A$ |
| Potencial eléctrico | volt | V | W/A | $m^2 \cdot kg/(s^3 \cdot A)$ |
| Capacitancia | farad | F | C/V | $s^4 \cdot A^2/(m^2 \cdot kg)$ |
| Resistencia eléctrica | ohm | Ω | V/A | $m^2 \cdot kg/(s^3 \cdot A^2)$ |
| Conductancia | siemens | S | A/V | $s^3 \cdot A^2/(m^2 \cdot kg)$ |
| Flujo magnético | weber | Wb | V/s | $m^2 \cdot kg/(s^2 \cdot A)$ |
| Inducción magnética | tesla | T | $Wb/m^2$ | $kg/(s^2 \cdot A)$ |
| Inductancia | henry | H | Wb/A | $m^2 \cdot kg/(s^2 \cdot A^2)$ |
| Flujo luminoso | lumen | lm | | $cd \cdot sr$ |
| Iluminación | lux | lx | | $cd \cdot sr/m^2$ |

## TABLA 1.2c
## Ejemplos de unidades derivadas SI expresadas por medio de nombres especiales

| | Unidad | | |
|---|---|---|---|
| *Cantidad* | *Nombre* | *Símbolo* | *Expresión en función de unidades base SI* |
| Capacidad térmica, entropía | joule por kelvin | J/K | $m^2 \cdot kg/(s^2 \cdot K)$ |
| Calor específico | joule por kilogramo-kelvin | $J/(kg \cdot K)$ | $m^2/(s^2 \cdot K)$ |
| Conductividad térmica | watt por metro-kelvin | $W/(m \cdot K)$ | $m \cdot kg/(s^3 \cdot K)$ |
| Viscosidad dinámica | pascal-segundo | $Pa \cdot s$ | $kg/(m \cdot s)$ |
| Momento de fuerza | metro-newton | $N \cdot m$ | $m^2 \cdot kg/s^2$ |
| Tensión superficial | newton por metro | N/m | $kg/s^2$ |
| Energía molar | joule por mol | J/mol | $m^2 \cdot kg/(s^2 \cdot mol)$ |

### 1.7c Unidades complementarias SI

Hay algunas unidades que no quedan en ninguna de las clasificaciones anteriores y corresponden a dos conceptos geométricos.

## TABLA 1.3
## Unidades complementarias SI

| | Unidad | |
|---|---|---|
| *Cantidad* | *Nombre* | *Símbolo* |
| Angulo plano | radián | rad |
| Angulo | estereorradián | sr |

El *radián* es el ángulo plano en el centro de un círculo que intercepta en la circunferencia un arco de longitud igual al radio.

El *estereorradián* es el ángulo sólido en el centro de una esfera que intercepta en la superficie un área igual al cuadrado del radio.

## 1.8 ACELERACION Y SISTEMAS DE UNIDADES COHERENTES

La aceleración tiene las dimensiones de longitud por unidad de tiempo al cuadrado, $L/\tau^2$. Recordemos que una dimensión es un atributo de algo en términos generales; por lo tanto, la longitud $L$ es también un atributo del volumen, que se expresa por $L^3$. Las unidades son características expresadas en función de cantidades definidas. Por ejemplo, la unidad inglesa de longitud, pie, se define con precisión en términos del metro, como 1 pie = 0.304800 m. Las unidades de tiempo son: segundo, minuto, hora, etc. La aceleración suele expresarse en m/seg$^2$, o bien, en el sistema inglés, en pie/seg$^2$.

Por la ecuación (1-1A) se ve que la unidad de fuerza sería la que produjese una unidad de aceleración a la unidad de masa. Tal ecuación sirve para definir los sistemas de unidades coherentes. Por ejemplo, si se decide medir la masa en kilogramos y la aceleración en m/s$^2$, entonces la *fuerza* en unidades coherentes resultaría expresada en newtons (kg·m/s$^2$). En ingeniería se acostumbra aún medir la fuerza en kilogramos fuerza (o bien, en libras fuerza) de manera que si se tiene la aceleración en m/seg$^2$ (o en pie/seg$^2$), la *masa* en unidades coherentes debe expresarse en utm (= kgf·s$^2$/m), o bien, respectivamente, en slug (= lbf·s$^2$/pie). Según la definición de trabajo en mecánica como el producto de una fuerza y la distancia que se desplaza en su dirección de acción, las unidades coherentes de trabajo (y energía) serían, en los distintos sistemas, como sigue: N·m, kgf·m, pie·lbf, din·cm, que se denominan, respectivamente: joule (símbolo: J), kilográmetro, pielibra, ergio (erg).

Desde luego, si cada término aditivo en una ecuación de energía se expresa en la misma unidad, no importará entonces de cuál unidad se trate, siempre que se conserve la congruencia. En termodinámica ha sido costumbre emplear como unidades de energía las definidas con base en propiedades térmicas, como la kilocaloría (kcal = 427 kgf·m) y la unidad térmica inglesa (Btu, British thermal unit = 778 pie·lbf). De modo que en la aplicación de la termodinámica hay que tener presentes continuamente las constantes de conversión de unidades (sección B 38 del Apéndice B).* Sin embargo, hasta después de que se explique la forma de utilizar tales constantes, procuraremos escribir las ecuaciones básicas sin ellas, lo que requiere que el lector esté siempre alerta. *Especifique las unidades para cada respuesta.*

## 1.9 MASA

La ***masa*** de un cuerpo es la cantidad absoluta de materia en él, que es una magnitud invariable cuando la velocidad del cuerpo es pequeña en comparación con la velocidad de la luz (es decir, cuando no se consideran efectos relativistas). La ley de la gravitación universal de Newton relaciona la fuerza de atracción entre dos masas y, en forma de ecuación, se expresa por

$$F_g = G\frac{m_1 m_2}{r^2} \qquad \text{[EN UNIDADES COHERENTES]} \tag{1-2}$$

* El Apéndice B contiene un cierto número de tablas y diagramas que son necesarios para la resolución de problemas. Este material se ha dividido en secciones: B1, B2, etc., dispuestas y numeradas en el orden en que generalmente se mencionan en el texto.

donde $F_g$ es la fuerza de atracción gravitacional entre las masas $m_1$ y $m_2$ (en el caso de la Tierra, es la fuerza de gravedad común ejercida sobre objetos materiales situados en su proximidad), $r$ es la distancia de separación y $G$ es la constante de gravitación. En sistemas coherentes de unidades se tiene que, por ejemplo, $G = 6.670 \times 10^{-11}$ N · m$^2$/kg$^2$, para $F_g$ en N, $m$ en kg y $r$ en m; asimismo, $G = 3.44 \times 10^{18}$ lbf · pie$^2$/slug$^2$, para $F_g$ en lbf, $m$ en slugs y $r$ en pies. En la inmediata vecindad de la Tierra el cambio en la fuerza gravitatoria rara vez afecta significativamente un problema usual de ingeniería. Pero, por ejemplo, a una distancia de 2 560 km de la Tierra, tal fuerza se reduce a la mitad de su valor en la superficie terrestre.

Por lo anterior se ve que la fuerza gravitatoria puede emplearse para definir unidades relacionadas con la masa. Un cuerpo de referencia importante y práctico es la propia Tierra. De este modo se definieron originalmente las unidades llamadas kilogramo fuerza y libra fuerza, que por este hecho recibieron el calificativo de gravitacionales. Considerando una cierta masa patrón (el kilogramo prototipo hecho de platino e iridio, por ejemplo) situada en un punto de la superficie terrestre donde la gravedad se considera normal ($g_0 = 9.8066$ m/seg$^2$ o 32.174 pie/seg$^2$, a 45° de latitud norte y cerca del nivel del mar), la atracción gravitacional sobre tal cuerpo se tomó como unidad de fuerza (el kgf), y posteriormente la unidad inglesa correspondiente (la lbf) se definió en función de aquéllas. Disponiendo de una masa patrón es posible determinar otras por comparación en una balanza (las fuerzas de gravedad son iguales en cada lado de ésta, y la fricción y el empuje aerostático se consideran despreciables). Desde luego, se emplean otros medios para determinar las masas de moléculas, átomos y planetas.

Como una *masa* de 1 kg (o de 1 lb) colocada en un punto en que existe la gravedad normal $g_0$, experimenta una fuerza de gravedad de 1 kgf (o bien, de 1 lbf), se dice que *pesa* tal cantidad en ese punto.* De manera que para una masa $m$ (expresada en kg, o bien, en lb) se puede escribir $m/\mathbf{k} = F_g/g = F/a$, de modo que entonces la fuerza en kgf (o en lbf) es

$$F = \frac{m}{\mathbf{k}}\, a \tag{1-3}$$

Se tiene así que $m/\mathbf{k}$ sería la masa expresada en utm, con $a$ en m/seg$^2$ (o bien, en slug, con $a$ en pie/seg$^2$).

En este libro $m$ representará la masa expresada en unidades absolutas: kilogramos, gramos o libras. En muchos casos —por ejemplo, en los diversos balances de energía que realizaremos— el empleo de un sistema coherente es necesario, aunque se cancelen las unidades de los términos a uno y otro lado del signo igual. En cada término se debe emplear la misma unidad de energía y la misma unidad de masa.

### Ejemplo

Un auto cuya masa es de 2 t (t = tonelada métrica, 1 000 kg) se acelera uniformemente desde el reposo hasta una velocidad de 100 km/h en 5s. Calcular su masa en libras, su aceleración en m/s$^2$, su fuerza impulsora en N y la distancia recorrida en metros y pies.

**Solución**

$$\begin{aligned}
m &= (2\text{ t})(1\,000\text{ kg/t})(2.205\text{ lb/kg}) = 4\,410\text{ lb}\\
a &= (\mathscr{v}_2 - \mathscr{v}_1)/t\\
&= (100 - 0)(\text{km/h})(1000\text{ m/km})/(5\text{s})(3\,600\text{ s/h}) = 5.56\text{ m/s}^2\\
F &= ma/\mathbf{k} = (2\,000\text{ kg})(5.56\text{ m/s}^2)/(1\text{ kg} \cdot \text{m/N} \cdot \text{s}^2) = 11\,120\text{ N}\\
d &= \mathscr{v}_{\text{med}} \cdot t = (1/2)(100\text{ km/h})(1\,000\text{ m/km})(5\text{ s})/(3\,600\text{ s/h})\\
&= 69.4\text{ m} \rightarrow 227.6\text{ pie}
\end{aligned}$$

* En estas condiciones, al utilizar los sistemas gravitacionales de unidades, la masa es numéricamente igual al peso. Al "pesar" un cuerpo en una balanza lo que se determina es su masa y no su peso. (N. del R.)

## 1.10 PESO

El *peso* de un cuerpo es la *fuerza de gravedad* $F_g$ ejercida sobre él, la que puede determinarse mediante un dinamómetro de resorte. La gravitación origina un ***campo de fuerza*** y un cuerpo situado en este campo se ve sometido a una ***fuerza de cuerpo.*** Como el campo de fuerza gravitacional en la Luna es mucho menor que en la Tierra [véase la ecuación (1-2)], el peso de un cuerpo dado es menor ahí. Según la ley de Newton (ecuación 1-1A) que dice que la aceleración de un cuerpo es proporcional a la fuerza resultante aplicada a él, se escribe $F_g/g = F/a$, en que $g$ es la aceleración producida sólo por $F_g$ (en el vacío), y $a$ es la originada por otra fuerza $F$. Si los símbolos correspondientes a la Luna son $F_{gL}$ y $g_L$, se tiene que $F_g/g = F_{gL}/g_L$.

Si la aceleración gravitacional en cualquier sitio es $g$, entonces la ley de Newton (ecuación 1-1A) expresa que la fuerza de gravedad respectiva es

$$F_g = mg/\mathbf{k} \tag{1-1B}$$

donde las unidades deben ser congruentes. Por ejemplo, la fuerza $F$ estará en kgf (o N) si $m$ está en kg y $g$ en m/seg$^2$, dando a $\mathbf{k}$ el valor correspondiente.

### Ejemplo

Dos masas, una de 10 kg y otra desconocida, se colocan en una balanza de resorte en una región donde $g = 9.67$ m/seg$^2$. El peso conjunto de ellas es de 174.06 N. Determinar la masa desconocida en kg y en lb.

**Solución.** Por la ecuación (1-1B)

$$F_g = mg/\mathbf{k}$$

$$m = F_g\mathbf{k}/g$$

$$= (174.06\ \text{N})(1\ \text{kg} \cdot \text{m/N} \cdot \text{s}^2)/9.67\ \text{m/s}^2 = 18\ \text{kg (masa total)}$$

$$\text{Masa desconocida} = 18 - 10 = 8\ \text{kg} \rightarrow (8\ \text{kg})(2.205\ \text{lb/kg})$$
$$= 17.64\ \text{lb}.$$

## 1.11 DENSIDAD Y VOLUMEN ESPECIFICO

*La **densidad** $\rho$ de una sustancia es su masa* (no su peso) *por unidad de volumen.*

$$\text{Densidad media} = \frac{\text{masa}}{\text{volumen}},\ \rho = \frac{m}{V},\ \text{o bien},\ \rho \equiv \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \tag{1-4}$$

donde, para evaluar la densidad en un punto, el volumen debe contener suficientes moléculas para ser clasificado como un ***medio continuo.*** Las unidades de densidad se derivan de las de masa y de volumen según la relación $\rho = m/V$; por ejemplo, kg/m$^3$, g/cm$^3$, utm/m$^3$, lb/plg$^3$, slug/pie$^3$, etc. El ***volumen específico*** $v$ *es el volumen por unidad de masa,* o bien, el recíproco de la densidad: $v = V/m = 1/\rho$. Sus unidades son, por ejemplo, m$^3$/kg, cm$^3$/g, pie$^3$/lb, etc.

En el caso de sustancias homogéneas un medio continuo es una cantidad de materia que implica un gran número de moléculas. Una densidad de 2 ó 3 moléculas en un centímetro cúbico

no resulta de utilidad práctica (excepto en el sentido de expresar una "densidad de población": 1 persona por milla cuadrada). Además, si una sustancia no es homogénea, el valor de la densidad será sólo un promedio; en este caso se toma todo el volumen para efectuar el cálculo, o la muestra es lo suficientemente grande para que sea representativa del conjunto.

Es posible que las densidades de partes distintas puedan ser definibles; por ejemplo, en un sistema de dos fases, como uno compuesto por agua y vapor de agua, quizás interese determinar la densidad media del agua o del vapor, pero sólo en raras ocasiones podría interesar la densidad media total de la mezcla. Por otra parte, se emplean con frecuencia los volúmenes específicos medios de tales mezclas. En un sistema colocado en un campo de fuerza como la atmósfera terrestre y a gran altitud, pueden servir los valores locales de densidad o volumen específico, pero debe establecerse el modo de variación de la densidad y ser considerado si la atmósfera es el sistema termodinámico, o el alrededor de un sistema, como sucede cuando un cuerpo enviado al espacio exterior reingresa a la atmósfera.

## 1.12 PESO ESPECIFICO

*El peso específico* $\gamma$ *de una sustancia es la fuerza de gravedad (o peso) por unidad de volumen.*

$$\text{(1-5)} \qquad \text{Peso específico medio} = \frac{\text{peso}}{\text{volumen}} = \rho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta F_g}{\Delta V}$$

Se expresa usualmente en $N/m^3$, $kgf/m^3$, $lbf/pie^3$, etc. Como el peso específico es a la aceleración local de la gravedad como la densidad a la aceleración normal se tiene que $\gamma/g = \rho/\mathbf{k}$, y entonces

$$\text{(1-6)} \qquad \rho = \frac{\mathbf{k}}{g}\gamma \quad \text{o bien} \quad \gamma = \frac{g}{\mathbf{k}}\rho$$

Si la masa se encuentra en la superficie terrestre, o cerca de ésta, entonces numéricamente $g \approx \mathbf{k}$, y estas dos cantidades son casi iguales.

## 1.13 PRESION—TEORIA CINETICA

La presión de un gas, si la gravitación u otras fuerzas másicas o de cuerpo son despreciables (como generalmente es el caso), la produce el impacto de gran número de moléculas del gas sobre la superficie considerada. La teoría cinética elemental de los gases supone que el volumen de una molécula es despreciable, que las moléculas están tan distantes entre sí que son también despreciables las fuerzas que ejercen unas sobre otras, y que

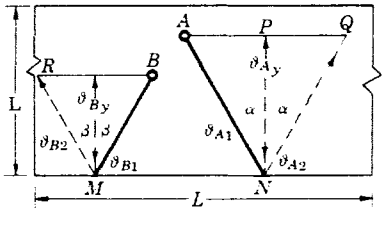



**Fig. 1/4.** Se considera que este es un recipiente cúbico que mide $L$ de lado. Esta hipótesis simplifica los conceptos físicos, pero el resultado es perfectamente general.

dichas partículas son esferas rígidas que experimentan choques elásticos entre sí y contra las paredes de un recipiente. Choque elástico quiere decir que, por ejemplo, cuando una molécula $A$ (fig. 1/4) choca contra la superficie plana $MN$ con un ángulo de incidencia $\alpha$ respecto a la normal $PN$, rebota simétricamente al otro lado de $PN$ formando un ángulo $\alpha$ también, sin pérdida de energía cinética o de cantidad de movimiento; $|v_{A1}| = |v_{A2}|$. La presión es consecuencia de la rapidez de variación de la cantidad de movimiento de las moléculas que chocan contra la superficie.

Como la cantidad de movimiento (o ímpetu)* es una cantidad vectorial y puesto que la *presión* se define como la *fuerza normal por unidad de área*, observamos que el cambio de ímpetu de la molécula $A$ en la dirección $y$ es $mv_2 - mv_1 = m_A[v_{A1y} - (-v_{A2y})]$; o bien, resulta que para cada molécula vale $2mv_y$. Se considera que esta molécula llega a la pared opuesta y rebota para chocar de nuevo contra la superficie $MN$; el tiempo para el recorrido de ida y vuelta es $\tau = 2L/v_y$. Dividiendo el cambio de cantidad de movimiento entre el tiempo correspondiente, se obtiene la fuerza de impacto producida por una molécula; $2mv_y/\tau = mv_y^2/L$. Si todas las moléculas fueran iguales (de la misma masa $m$), la fuerza total es

**(a)**
$$F = \frac{m}{L}\sum_{i=1}^{N} v_{yi}^2 = \frac{Nm}{L}\frac{\Sigma v_{yi}^2}{N}$$

donde se ha multiplicado por $N$ y dividido entre $N$, el número de moléculas en el recipiente. La suma de los cuadrados de las componentes $y$ de las velocidades de todas las moléculas, $\Sigma v_{yi}^2$, dividida entre el número total de moléculas $N$, es el promedio de los cuadrados de $v_y$, que se representa por $\overline{v_y^2}$. Luego, como la presión media es igual a la fuerza total dividida entre el área, $p = F/L^2$, se obtiene,

**(b)**
$$p = \frac{F}{A} = \frac{Nm}{L^3}\overline{v_y^2} = \frac{Nm}{V}\overline{v_y^2}$$

donde $V = L^3$ es el volumen del recipiente. Como las moléculas tienen movimiento por completo al azar, el mismo número de ellas chocarán contra cada una de las otras paredes del recipiente que contra la superficie considerada. Esto resulta obvio, pues tiene que haber presión en cada pared para que subsista el equilibrio estático. Lo anterior lo verifica la observación experimental de que la presión del gas "en un punto" es la misma en todas direcciones. Por lo tanto, las componentes de las velocidades en las direcciones $x$, $y$, $z$ son tales que $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$. Como dichas componentes son ortogonales, el vector velocidad $v$ con esas componentes es tal que

**(c)**
$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = 3\overline{v_y^2}$$

y la ecuación **(b)** quedará ($\overline{v_y^2} = \overline{v^2}/3$):

(1-7)
$$p = \frac{Nm\overline{v^2}}{3V}$$

donde $\overline{v^2}$ es la llamada "velocidad cuadrada media" de las moléculas; la raíz cuadrada de esta cantidad es la *velocidad media cuadrática*, o sea, $[\overline{v^2}]^{1/2} = v_{\text{rms}}$. Si una molécula determinada chocara contra otra molécula que viaja hacia la pared, y por lo tanto no efectuara

* El término *ímpetu* equivale cabalmente al de *momentum*, adoptado en inglés para la cantidad de movimiento, y su empleo ha sido recomendado. (N. del R.)

el viaje de ida y vuelta, otra molécula idéntica tomaría su lugar produciendo el mismo efecto, puesto que todos los choques son elásticos y no varían los valores medios de la velocidad y la energía cinética de las moléculas (con respecto al recipiente).

Se habla de la presión en un *punto*, pero un instrumento real para medir la presión (en la figura 1/5 se ve un tipo de ellos) registra típicamente, no docenas de colisiones moleculares, sino de ordinario millones de ellas, en una pequeña fracción de segundo. Las excepciones a esta generalización se tienen en los vacíos extremos logrados artificialmente y en los confines de la atmósfera terrestre. A una altitud de 48 km el recorrido libre medio (RLM) de una molécula es de unos 25 mm, que es relativamente grande; a 640 km de altitud el RLM es más o menos de 64 km. Este efecto de tan pequeña densidad del aire significa una muy baja frecuencia de choques, y si el medidor de presión es golpeado sólo ocasionalmente por algunas moléculas, carece de significado el término "presión en un punto". Un cubo de 25 mm de lado lleno de aire atmosférico contiene unas $4 \times 10^{20}$ moléculas. En un sistema formado por tan gran número de partículas, puede suceder (a nivel microscópico), y probablemente así suceda, que la presión en un área extremadamente pequeña sea por un momento muy elevada (o muy baja), porque en forma casual en ese instante choquen contra la superficie dada un gran número de moléculas de alta velocidad (o bien, con velocidad reducida). En tal evento interviene un área tan pequeña que ningún medidor de presión podría detectarla, y eso sin considerar, por otra parte, la duración virtualmente infinitesimal del evento. En pocas palabras, en casi todos los sistemas por estudiar existe la suficiente cantidad de moléculas que permite calificarlos de continuos sin vacilación alguna. Los instrumentos medidores de presión (u otros) son sensibles a un número medio estadístico que se aplica al sistema (en reposo): la presión macroscópica.

Los aparatos denominados *barómetros* miden la presión atmosférica local.* Es conveniente fijar un valor de referencia para esta presión, que es (según distintos sistemas de unidades y a 0°C o 32°F):

$$
\begin{aligned}
1 \text{ atm} &= 760 \text{ torr (torr} &&= \text{mm Hg)} \\
&= 29.92 \text{ plg Hg} &&\approx 30 \text{ plg Hg} \\
&= 1.033 \text{ kgf/cm}^2 &&\approx 1 \text{ kgf/cm}^2 \\
&= 14.696 \text{ lbf/plg}^2 &&\approx 14.7 \text{ lbf/plg}^2 \\
&= 0.1013 \text{ MPa} \\
&= 1.0132 \text{ bar (bar} = 10^6 \text{ din/cm}^2)
\end{aligned}
$$

La presión es una de las más útiles propiedades termodinámicas porque la podemos medir fácilmente en forma directa. (Las medidas de alta precisión de algo son difíciles.) Todos los medidores de presión, conocidos como *manómetros* en general, indican una diferencia de presiones denominada ***presión manométrica,*** considerada en relación con la atmosférica.

* Después que Evangelista Torricelli (1608-1647) descubrió la presión de la atmósfera, Otto von Guericke (1602-1686) se propuso producir un vacío, siendo su primer intento por bombeo del agua colocada en un barril de cerveza, pero descubrió que la hermeticidad con cerveza se obtiene con más facilidad que con el aire. Finalmente pudo lograr un vacío significativo en el interior de un aparato formado por dos hemisferios ajustables, conocidos como "hemisferios de Magdeburgo", que fueron capaces de resistir la presión atmosférica sin separarse. Ante la presencia de un grupo de notables, von Guericke unió sus hemisferios y extrajo la mayor parte del aire interior. Un caballo fue enganchado a cada hemisferio, y tirando con toda su fuerza no pudieron separarlos. La gente, que no sabía nada de la presión atmosférica, se sorprendió mucho cuando von Guericke rompió el vacío y los hemisferios *cayeron* sueltos. Si von Guericke no hubiera sido un renombrado funcionario público, famoso por su sabiduría y benevolencia, su magia podría haberle traído consecuencias nada buenas para él. Otros científicos de esa época fueron perseguidos, y aun muertos, por menos de eso.

La presión absoluta se determina como sigue:

(1-8) Presión absoluta = presión atmosférica ± presión manométrica

donde el signo positivo se aplica cuando la presión absoluta es mayor que la atmosférica, y el signo negativo cuando la presión absoluta es menor que la presión atmosférica. El signo negativo corresponde a una lectura manométrica llamada ***vacío*** o ***presión vacuométrica.*** Cada término de (1-8) debe estar, desde luego, expresado en la misma unidad de presión.

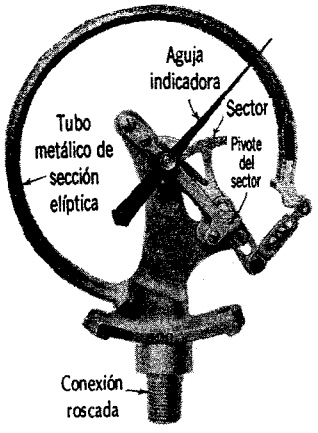



**Fig. 1/5.** *Mecanismo de un manómetro metálico Bourdon.* Se trata de un tipo de manómetro aneroide conocido como instrumento de un solo tubo. El fluido entra al aparato por la conexión roscada. A medida que aumenta la presión, el tubo de sección elíptica tiende a enderezarse, y el extremo que está más próximo al sistema articulado se mueve hacia la derecha. Este dispositivo produce la rotación del sector de engrane, el cual mueve un piñón unido a la aguja indicadora. Todo el mecanismo está, desde luego, encerrado en una caja, y un disco graduado sobre el cual se lee la presión, se halla colocado bajo el índice o aguja. (*Cortesía de Crosby Steam Gage and Valve Co., Boston*).

Dicha ecuación (1-8), que se aplica en la forma indicada cuando el manómetro se halla expuesto a la atmósfera terrestre, se puede generalizar como sigue: la presión manométrica es la diferencia entre la presión existente en la región con la cual se comunica el manómetro (a través de su conexión roscada, fig. 1/5) y la que hay en la región que rodea exteriormente al aparato.

**Ejemplo**

Un manómetro indica 3.5 kgf/cm$^2$ en una región donde el barómetro marca 735 torr. Determinar la presión absoluta en kgf/cm$^2$, lbf/plg$^2$ (o psi, del inglés "*p*ound per *s*quare *i*nch") y kPa.

**Solución.** Se tiene que 735 torr = 0.999 kgf/cm$^2$. Aplicando la ecuación (1-8):

$$p = p_{atm} + p_{man} = 0.999 + 3.500 = 4.499 = 4.5 \text{ kgf/cm}^2$$

Asimismo, empleando las equivalencias de unidades (B 38, Apéndice B):

$$p = 4.5 \times (14.2 \text{ lbf/plg}^2)/(\text{kgf/cm}^2) = 63.9 \text{ lbf/plg}^2 = 63.9 \text{ psi}$$
$$= 4.5 \times (98.06 \text{ kPa})/(\text{kgf/cm}^2) = 441.3 \text{ kPa}$$

## 1.14 PRESION EN UN FLUIDO

Todo lo anterior se aplica de manera particular a sistemas homogéneos en equilibrio, que son afectados imperceptiblemente por fuerzas másicas o de cuerpo (gravitacionales, magnéticas, etc.). En un sistema líquido, en el que el movimiento de las moléculas está considerablemente más restringido que en un gas, las colisiones moleculares originan presión

pero no la presión total, puesto que la fuerza másica del campo gravitacional es probable que tenga un efecto significativo. En una caldera la presión del vapor sobre el agua y la presión sobre el fondo en el tambor inferior (ver el Preámbulo para el estudiante) son casi iguales, de modo que en la práctica no se considera su diferencia. La decisión acerca de tener en cuenta o no tales diferencias es una de las pertinentes al ejercicio de la ingeniería, que ha de tomarse dentro del contexto de una situación real y dependiendo de su magnitud relativa y de los requisitos de precisión.

El siguiente análisis se aplica a un fluido en reposo, pero es de particular interés en el caso de los manómetros de líquido que suelen emplearse en ciertas aplicaciones. No existe gradiente de presión en ninguna dirección horizontal, pero sí lo hay en dirección vertical debido a la gravedad, y la presión $p$ sobre un área horizontal $A$ es uniforme. Por lo tanto, podemos utilizar el elemento de volumen $dV = A\,dz$ (fig. 1/6) como un cuerpo libre. La fuerza de gravedad en este cuerpo es $dF_g = -\gamma A\,dz$ y pasa por su centro de gravedad (c.g.); se emplea el signo negativo porque $z$ se considera positiva hacia arriba, en dirección opuesta a la del vector $dF_g$. La fuerza resultante debida a la presión sobre la cara superior del elemento $dV$ es $pA$; sobre la cara inferior es $(p + dp)A$. Por suma de las fuerzas en el elemento se obtiene

$$(1\text{-}9) \qquad (p + dp)A - pA - dF_g = A\,dp + \gamma A\,dz = 0 \qquad dp = -\gamma dz$$

que es la relación básica; las unidades deben ser homogéneas. En columnas *cortas* de líquido o gases, el peso específico es virtualmente constante. Si $\gamma$ varía y se conoce su variación en función de $z$, la ecuación puede integrarse. Efectuando esta operación en (1-9) con $\gamma$ constante y desde la superficie del líquido donde hay una presión uniforme $p_a$, resulta

$$(1\text{-}10) \qquad p - p_a = \gamma(z_0 - z) \quad \text{o bien,} \quad p = p_a + \gamma(z_0 - z) = p_a + \gamma d$$

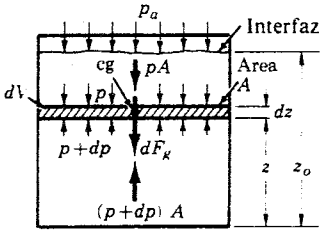



**Fig. 1/6.** *Presión en un fluido.* Todas las fuerzas sobre el elemento $dV$ actúan pasando por el centro de gravedad de $dV$.

donde $p$ es la presión a un nivel determinado por $z$, y $p_a$ es la presión en $z_0$ (que puede ser la de la *interfaz* o superficie de separación entre un líquido y un gas, o la del líquido y su vapor); la forma final $p_a + \gamma d$ es fácil de recordar y manejar, siendo $d$ la distancia vertical (profundidad) en el fluido, generalmente un líquido en esta aplicación. La presión $p_a$ suele ser la presión atmosférica o ambiente. Los términos de (1-9) y de (1-10) deben estar en unidades coherentes; por ejemplo: $\gamma$ kgf/m$^2$; $z$ m, $p$ kgf/m$^3$; o bien, $\gamma$ N/m$^3$, $d$ m, $p$ N/m$^2$.

Considerando un área infinitesimal se obtendría como resultado la misma ecuación básica (1-9). Puede decirse, por tanto, que la presión en un punto de un fluido es la misma en todas direcciones.

## 1.15 MANOMETROS DE LIQUIDO

Estos manómetros indican la magnitud de una presión mediante la altura de una columna de líquido: mercurio, agua, alcohol, etc. Si $d$ es la longitud de una columna con área

transversal $A$, entonces su volumen será $V = Ad$ y su peso (o fuerza de gravedad) es $F_g = \gamma Ad$, donde $\gamma$ es el peso específico del líquido; $\gamma = (g/\mathbf{k})\rho$ (ecuación 1-6). La presión correspondiente es $p = F_g/A = \gamma d$. La porción de líquido en el codo $HJ$ del tubo (fig. 1/7) está evidentemente, por simetría, en equilibrio y se puede omitir. La presión en $B$ es igual a la presión $p_a$ en $G$ más $\gamma_M d = \gamma_M(GH) - \gamma_E(KJ)$, siendo $\gamma_E$ el peso específico del fluido en la parte $KJ$. Si dicho fluido en $KJ$ es gaseoso y su densidad no es extraordinaria (es decir el fluido del recipiente es un gas ordinario), el valor de $\gamma_E(KJ)$ puede ser despreciable. En este caso la presión en el recipiente se considera que es

$$p = p_a + \gamma d = p_a + \frac{g\rho d}{\mathbf{k}} = p_a + \frac{gd}{\mathbf{k}v} \tag{1-11}$$

donde $p_a$ es la presión del medio exterior, $v$ el volumen específico y las unidades deben ser coherentes. En la sección B 38 del Apéndice B se tienen las constantes de conversión de las unidades. La presión $p$ que figura en casi todas las ecuaciones debe ser la presión *absoluta*. Aun cuando se tengan que cancelar las constantes de conversión introducidas, es conveniente no dejar de escribirlas (y luego cancelarlas) porque es importante adquirir el *hábito* de la conversión de unidades. También no hay que olvidar la transformación en absolutas de todas las presiones manométricas.

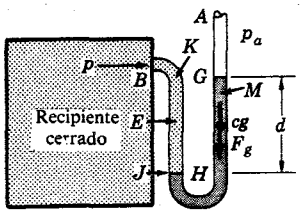



**Fig. 1/7.** *Manómetro de líquido.* Si el manómetro está abierto a la atmósfera en $A$, la lectura de presión es $\gamma d$. Si se conecta a otro recipiente en $A$, la diferencia de presión entre los dos recipientes es $\gamma d$ (los fluidos son de peso despreciable, excepto el de la parte $JHG$).

**Ejemplo**

El recipiente de la figura 1/7 contiene un gas y el manómetro funciona con un líquido cuya densidad es 300 lbf/pie$^3$ y $d$ vale 50 plg. Determinar la presión del gas en lbf/plg$^2$, en kgf/cm$^2$ y en Pa; se tiene localmente que $g = 32.11$ pie/seg$^2$ y 14.55 lbf/plg$^2$ de lectura barométrica.

**Solución.** Por la ecuación (1-11)

$$p = p_a + g\rho d/\mathbf{k}$$

$$= 14.55 \text{ lbf/plg}^2 + \frac{(32.11 \text{ pie/seg}^2)(300 \text{ lb/pie}^3)(50 \text{ plg})(1 \text{ pie}/12 \text{ plg})}{(32.174 \text{ lb·pie/lbf·seg}^2)(144 \text{ plg}^2/\text{pie}^2)}$$

$$= 14.55 + 8.66 = 23.21 \text{ lbf/plg}^2\text{(abs.)}$$

Luego entonces,

$$p = (23.21 \text{ lbf/plg}^2)\,[0.0703 \text{ kgf/cm}^2/(\text{lbf/plg}^2)] = 1.631\,663 = 1.63 \text{ kgf/cm}^2$$
$$= (23.21 \text{ lbf/plg}^2)\,[6894.8 \text{ Pa}/(\text{lbf/plg}^2)] = 160\,028 = 160 \text{ kPa}.$$

## 1.16 PRINCIPIO DE ARQUIMEDES

Un cuerpo sumergido en un fluido experimenta una fuerza vertical hacia arriba (empuje ascensional) numéricamente igual al peso del fluido desalojado. Como no hay gradiente horizontal de presión, tal efecto se debe a que la fuerza vertical sobre superficies horizontales

que miran hacia abajo, es mayor que la fuerza vertical sobre superficies horizontales que miran hacia arriba. La fuerza neta que se ejerce sobre el cuerpo es igual al peso del fluido desplazado menos el peso del cuerpo sumergido. En el caso de un cuerpo en reposo (flotante) la fuerza neta vale cero. Observemos que, en rigor, cuando un cuerpo se "pesa" en la atmósfera hay que hacer una corrección para tomar en cuenta el empuje ascensional del aire desalojado, corrección que resulta despreciable cuando la densidad del cuerpo es mucho mayor que la del aire.

## 1.17 TEMPERATURA-PUNTO DE VISTA MICROSCOPICO

Como expresó Maxwell,* *la temperatura de un cuerpo es su estado térmico considerado con referencia a su capacidad de comunicar calor a otros cuerpos.*[1.21] (vea la Ley Cero, § 1.20.) Es una propiedad intensiva que, como se verá, mide la intensidad de la energía molecular almacenada en un sistema.

Consideremos por un momento el punto de vista microscópico, que requiere recordar algunos conceptos. Sea $M$ la ***masa molecular*** de una sustancia (que se llama también peso molecular o masa fórmula), y $n$ un cierto número de la cantidad denominada *mol,* empleada para cuantificar la sustancia en estudio. La magnitud de un "mol" depende de la unidad de masa que se emplee. Por ejemplo:

1 gramomol (gmol) = $M$ gramos
1 kilogramomol (kgmol) = $M$ kilogramos
1 libramol (lbmol) = $M$ libras

(Véase también la definición de mol en 1.7a.)

Así, para la sustancia $O_2$ se tiene que $M = 32$, de manera que para tal sustancia 1 gmol = 32 g, 1 kgmol = 32 kg y 1 lbmol = 32 lb.

El número de Avogadro $N_A = N/n = 6.02252 \times 10^{23}$ moléculas/gmol, una constante fundamental de la naturaleza, es el número de moléculas en un gramomol; $N$ es el número total de moléculas. Un ***volumen molar*** $\bar{v}$ es el volumen de 1 mol; por consiguiente, el volumen total $V = n\bar{v}$, para $n$ moles. Finalmente, se pide que se acepte, sin mayor explicación por ahora, la llamada ecuación de los gases ideales, $p\bar{v} = \bar{R}T$, donde $\bar{R}$ es la constante universal de los gases, de modo que se efectuarán las siguientes operaciones. Sustituyendo el valor anterior de $V$, en la ecuación (1-7), que es $p = Nm\overline{v^2}/(3V)$, queda:

$$p = \frac{Nm\overline{v^2}}{3\ V} = \frac{Nm\overline{v^2}}{3n\bar{v}} = \frac{N_A m\overline{v^2}}{3\bar{v}}$$

(1-12A)
$$p\bar{v} = \bar{R}T = \frac{N_A m\overline{v^2}}{3} = \frac{2N_A}{3}\left(\frac{m\overline{v^2}}{2}\right)$$

(1-12B)
$$T = \frac{2}{3}\frac{N_A}{\bar{R}}(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{3\varkappa}$$

donde $\varepsilon = m\overline{v^2}/2$ es la energía cinética media de la molécula de un gas ideal de masa $m$, y $\varkappa = \bar{R}/N_A$ (razón de la constante de los gases al número de Avogadro) es otra constante funda-

* Ver nota biográfica en la sección §11.3.

mental —constante de los gases por molécula que recibe el nombre de ***constante de Boltzmann***; se tiene que $\kappa = 1.38054 \times 10^{-16}$ erg/K.* La velocidad molecular correspondiente a $\varepsilon$ en (1-12B) se denomina velocidad media cuadrática, $\mathscr{v}_{rms}$, de las moléculas, §1.13. Es interesante observar que a una temperatura particular (o sea, a una $\mathscr{v}_{rms}$ determinada) la energía de una molécula es directamente proporcional a su masa. Se tratará con más detalle ulteriormente un gas ideal, y por ahora basta recalcar que la temperatura es directamente proporcional a la energía cinética media de traslación de las moléculas. La temperatura es detectada por un instrumento en virtud del intercambio de energía molecular, hasta que se alcanza un estado de equilibrio (§5.25). Observemos que una sola molécula sólo posee energía y no temperatura, excepto el valor que puede ser calculado por una ecuación como la (1-12), de modo que es toda la masa de un gas la que tiene temperatura (un termómetro recibe la acción de miríadas de contactos moleculares), la cual es una propiedad macroscópica.

## 1.18 ESCALAS DE TEMPERATURA

Una escala de temperatura es una graduación arbitraria. Las escalas llamadas Celsius (o centígrada) y Fahrenheit están basadas en los siguientes puntos fijos: ***puntos de congelación*** (p.c.) (que es la temperatura de una mezcla de hielo y agua saturada de aire, a 1 atm) y ***punto de ebullición*** (p.e.) (que es la temperatura de agua hirviente también a 1 atm de presión). Al p.c. y al p.e. corresponden las siguientes temperaturas: 0°C y 100°C, y 32°F y 212°F, respectivamente. Por lo tanto, entre el p.c. y el p.e. normales del agua se tienen 100 grados en la escala Celsius y 180 en la escala Fahrenheit (de modo que 180/100 = 9/5 = 1.8), lo que da las siguientes relaciones

(1-13A) $$t_c = 5/9(t_f - 32)$$

(1-13B) $$t_f = 9/5t_c + 32$$

donde $t_c$ y $t_f$ son las temperaturas en *grados Celsius* (°C) y *grados Fahrenheit* (°F), respectivamente.** Las temperaturas se expresan indicando siempre la escala a que se refieren, en la siguiente forma: 100 °C o 212 °F, para valores de temperatura, y 100 °C o 200 °F para valores de diferencia de temperatura (1 °C = $\frac{9}{5}$ °F).***

La termodinámica requiere el uso de la llamada *temperatura absoluta (o termodinámica),* que se mide a partir del cero absoluto. Aunque tendremos con frecuencia ocasiones de decir más acerca de la temperatura, por el momento nos limitaremos a aceptar el concepto de temperatura absoluta $T$ y su relación con las escalas de la temperatura ordinaria ($t$).

* Los símbolos adoptados para las propiedades molares son los utilizados en *Gas Tables* de Keenan y Kaye[0.6], como $v$, $u$. Generalmente la barra superscrita indica el valor medio, como $\bar{v}^2$, que es el promedio de los cuadrados de las velocidades. Considerando el uso particular en este caso, creemos que no causará mucha confusión esta incongruencia.

** Galileo inventó un termómetro en 1592, pero no tenía una escala bien fundamentada. Gabriel Fahrenheit —de Amsterdam, Holanda— fue el primero (en 1720) en inventar un instrumento que indicaba la temperatura en grados, marcando como puntos de congelación y de ebullición del agua, los valores de 32° y 212°, respectivamente. La escala centígrada (ahora, escala Celsius), fue creada en 1742 por Anders Celsius (1701-1744), astrónomo sueco y profesor de Uppsala.

*** En el caso de las temperaturas no absolutas es necesario tener muy en cuenta esta diferencia de significado. La notación anterior evita equivocaciones serias. (N. del R.)

El cero absoluto para la escala Fahrenheit está a −459.67 °F. Las temperaturas absolutas en esta escala se llaman ***grados Rankine**** (°R), y se obtienen como sigue:

$$T(°R) = t(°F) + 459.67 \approx t(°F) + 460 \tag{1-14}$$

Las temperaturas absolutas en la escala Celsius se denominaban *grados Kelvin* (°K), en honor de Lord Kelvin (vea la nota de página en §6.5); actualmente la unidad se conoce como ***Kelvin*** (K) simplemente, y es una de las fundamentales del SI. El cero absoluto se tiene a −273.15 °C.

$$T(°K) = t(°C) + 273.15 \approx t(°C) + 273 \tag{1-15}$$

Las temperaturas se miden siempre mediante el cambio en algunas otras propiedades (§1.19); tomó largo tiempo el poder obtener mediciones exactas, que resultan aún difíciles en el caso de temperaturas fuera de la gama "usual". (Consúltese la bibliografía que acerca de este asunto se presenta al final del libro, para obtener más detalles que los que pueden explicarse aquí.) Para que exista concordancia entre temperaturas medidas en distintos lugares del mundo, se necesita disponer de puntos guías razonablemente exactos para poder graduar o calibrar instrumentos. Puesto que la temperatura del ***punto triple*** (p.t.) del $H_2O$ (§§3.4 y 3.7) se puede medir con excelente exactitud, se ha convenido internacionalmente en tomar como punto básico de la escala absoluta el correspondiente a 273.16 K (que es 0.01 grados más alto que el p.c. del agua). Como ilustración se darán en seguida otras temperaturas con más o menos aceptación internacional, además del p.c., el p.e. y el p.t. del agua, y que corresponden a mezclas bifásicas en equilibrio a 1 atm:

| | |
|---|---|
| Oxígeno ($O_2$): | − 182.970°C líquido y vapor |
| Mercurio (Hg): | − 38.87°C sólido y líquido |
| Estaño (Sn): | 231.9°C sólido y líquido |
| Cinc o zinc (Zn): | 419.505°C sólido y líquido |
| Azufre (S): | 444.60°C líquido y vapor |
| Antimonio (Sb): | 630.5°C sólido y líquido |
| Plata (Ag): | 960.8°C sólido y líquido |
| Oro (Au): | 1 063.0°C sólido y líquido |
| Platino (Pt): | 1 774°C sólido y líquido |
| Wolframio o tungsteno (W): | 3 370°C sólido y líquido |

La National Bureau of Standards (NBS: Dirección Nacional de Normas, de Estados Unidos) emplea —entre otros— los siguientes puntos fijos de líquido y vapor en equilibrio: −253°C, hidrógeno, y −196°C, nitrógeno. Asimismo, la NBS efectúa ahora calibración de temperaturas entre 4 K y 14 K por el uso de termómetros acústicos (la velocidad del sonido en un gas ideal particular es función de la temperatura); entre 2 K y 5 K se utiliza una escala de presión de vapor de helio 4.

Los termómetros de gas, que son bastante complicados cuando la exactitud es de suma importancia, proporcionan una norma para la comparación. El helio se ha empleado con éxito para medir temperaturas hasta de unos 1.1 K (2 °R). Los termómetros de resistencia eléctrica de platino se usan también para bajas temperaturas, pero a temperaturas próximas a la

* Ver nota de página de la sección §9.3. [Como en el caso del Kelvin, esta unidad se llama también *rankine* (R), a secas. (N. del R.)]

del cero absoluto, la resistividad eléctrica de los conductores tiende a cero (la conductividad tiende a infinito), y por lo tanto, no se pueden utilizar. Para este campo se han adaptado materiales semiconductores. Si la temperatura es superior a la del punto del oro, la definición es en términos de la ley de radiación de Planck, pero la exactitud de las mediciones en este intervalo está sujeta a mejoras significativas. A este respecto, la definición de toda la escala llegará a ser más precisa a medida que se acreciente la exactitud de los datos básicos.

**Ejemplo**

Un sistema tiene una temperatura de 250°F. Convertir este valor a las unidades grados Rankine (o rankines), grados Celsius y Kelvins.

**Solución.** Aplicando las ecuaciones indicadas antes:

$$T(°R) = t(°F) + 460 = 250 + 460 = 710°R$$

$$t_c = (5/9)(t_f - 32) = (5/9)(250 - 32) = 121°C$$

$$T(K) = t(°C) + 273 = 121 + 273 = 394\ K$$

## 1.19 MEDICION DE LA TEMPERATURA

Los detalles de los diversos procedimientos para medir temperaturas son muy extensos para describirlos aquí, pero puede dar buena información una breve mención de los más utilizados.

1. *Cambio de volumen.* Casi todo mundo está familiarizado, al menos de modo cualitativo, con el fenómeno de que las sustancias (por ejemplo, el mercurio o un gas) se dilatan al elevarse su temperatura. Si la magnitud de la dilatación en un caso particular se correlaciona con el p.c. y el p.e. del agua, y el cambio de volumen se divide en 100 (o en 180) partes, el instrumento puede emplearse para "leer" temperaturas. Los líquidos utilizados comprenden[1.22]: mercurio (de −39°C a unos 315°C, o bien, a 480°C con nitrógeno sobre el mercurio), alcohol (de −73°C a unos 150°C) y pentano (de −185°C a unos 20°C). El vidrio comienza a reblandecerse aproximadamente a 480°C y el límite superior de trabajo para termómetros de gas es del orden de 1 480°C. Como no es muy probable que los cambios de volumen sean exactamente proporcionales a los cambios de temperatura, los termómetros se calibran para cierto grado de exactitud.
2. *Cambio de presión.* Si un gas está confinado a un volumen constante, su presión se incrementará a medida que su temperatura se eleva, y el cambio de presión puede correlacionarse con el de temperatura.
3. *Cambio de resistencia eléctrica.* La resistividad eléctrica de algunos metales crece casi en proporción directa a la elevación de temperatura. Por consiguiente, el cambio medido en la resistencia de un trozo de alambre puede convertirse a una variación de temperatura. Los metales empleados incluyen el níquel, el cobre y el platino (en los aparatos de alta precisión). Asimismo se usan los semiconductores, que poseen alta sensibilidad y una rápida respuesta térmica, en especial para temperaturas muy bajas (de 0.55 K a 33 K). Las mediciones de temperatura por cambios de resistividad eléctricas pueden hacerse que sean los métodos[1.30] más precisos entre −118°C, aproximadamente, y 182°C.
4. *Cambio en potencial eléctrico.* El dispositivo que mide una temperatura mediante la generación de fuerza electromotriz (FEM) se llama **par termoeléctrico** o **termopar.*** Funciona en virtud del fenó-

* Thomas J. Seebeck (1770-1831), quien descubrió el par termoeléctrico (1821), nació en Estonia. Aunque se graduó como doctor en medicina (Universidad de Gotinga, Alemania) prefirió las actividades docentes y de experimentación en las ciencias físicas. Por su invento del par termoeléctrico se le concedió una mención honorífica en la Academia de Ciencias de París.

meno que ocurre cuando dos conductores de diferente material se unen por sus extremos, y las uniones se mantienen a distinta temperatura. La FEM es función de la diferencia de temperatura entre las juntas, fenómeno que recibe el nombre de *efecto seebeck*. El potenciómetro que mide la FEM puede tener una escala que indique directamente la temperatura. Una junta del termopar se conserva a una temperatura de referencia, obtenida generalmente de una mezcla de hielo y agua a 0°C. Este es uno de los métodos preferidos para medir temperaturas. Las combinaciones de metales que se emplean usualmente son cobre y constantan (−184°C a 343°C), hierro y constantan (−184°C a 816°C), cromel y alumel (−184°C a 1 204°C).

5. *Cambios ópticos.* Un cuerpo radia calor con intensidad proporcional a la cuarta potencia de su temperatura absoluta ($Q = \varepsilon\sigma T^4$ ley de Stefan-Boltzmann). Varios dispositivos se utilizan para convertir la radiación en una indicación de temperatura, y en el más común, el pirómetro óptico, se observa un cuerpo candente o incandescente cuyo *brillo* se compara con el de una fuente de luz ajustable y calibrada que se tiene en el pirómetro. Cuando el brillo de la fuente se hace que resulte igual al del cuerpo cuya temperatura se desea, el instrumento da una indicación de temperatura.

## 1.20 LEY CERO

Una ley (natural) es una generalización para la que el ser humano no ha encontrado excepciones y ha sido deducida a partir de observaciones de fenómenos físicos. Si un cuerpo "caliente" interacciona con un cuerpo "frío" y los dos han sido aislados de sus alrededores, cambiarán las propiedades de los cuerpos (por ejemplo, temperatura, volumen, conductividad, etc.). Sin embargo, después de un cierto tiempo las propiedades dejan de variar. Cuando cesan los cambios se dice que los cuerpos están en ***equilibrio térmico.*** Ver también la sección §5.25. La *ley cero* de la termodinámica (que precede lógicamente a la primera y la segunda) expresa que *cuando dos cuerpos aislados del medio circundante están en equilibrio térmico con un tercero, estarán en equilibrio térmico entre sí.* (En la obra de consulta [1.4] se da una demostración de esta ley.)

Como ilustración supóngase que se tiene un termómetro $A$ indica 40°C al ser introducido en un sistema $B$ "más caliente", y los dos, a salvo de otras interacciones, alcanzan un estado de equilibrio térmico. Es otra ley natural (la segunda ley de la termodinámica) que ocurra un flujo neto de calor del cuerpo más caliente al cuerpo más frío en toda interacción térmica simple. En consecuencia, fluirá calor desde el sistema $B$ hacia el termómetro $A$ (otro sistema). Observemos que, por ejemplo, al perder energía el sistema $B$ su temperatura disminuirá; consecuentemente, la cantidad total de energía almacenada en el sistema $B$ cuya temperatura se mide, para que haya exactitud, debe ser muy grande en comparación con la cantidad de energía intercambiada con el termómetro $A$. Al llegar al equilibrio, sea 100°C la lectura del termómetro; se dice entonces que ésta es la temperatura del sistema $B$. Ahora bien, si el temómetro se introduce en un sistema $C$ y, en el equilibrio, la lectura es de nuevo igual a 100°C, los sistemas $B$ y $C$ estarán en equilibrio térmico entre sí (ley cero); esto es, si $B$ y $C$ se ponen en contacto y se aíslan, no habrá cambio alguno en sus propiedades (si no ocurre reacción química). No obstante, puede haber otros tipos de inequilibrio, por ejemplo, un trozo de acero puede estar en equilibrio térmico con su alrededor, pero hallarse herrumbroso (o sea, sufriendo una reacción química).

## 1.21 PROCESOS Y CICLOS

*Si varían una o más propiedades de un sistema, se dice que éste experimenta un* ***proceso,*** esto es, pasa por un cambio de estado. En los procesos reales intervienen cambios en todas o casi todas las propiedades, pero la termodinámica se estudia mediante modelos ideales en los que una de las propiedades con frecuencia permanece constante. Por ejemplo, si

ocurriese un cambio de estado durante el cual no variara la presión: 1-2, figura 1/8, se dice que el operante pasa por un ***proceso isobárico*** (o ***a presión constante***); si el volumen de una masa dada de operante no se altera: *ab,* figura 1/8, pero sí cambian otras propiedades, el proceso recibe el nombre de ***proceso isométrico*** (o ***a volumen constante***). Reacciones químicas como las de combinación del carbono y el oxígeno para formar $CO_2$ son procesos también, como la acción en una celda electroquímica para desarrollar potencial o producir corriente eléctrica, la disolución de azúcar en una taza de café, etc.

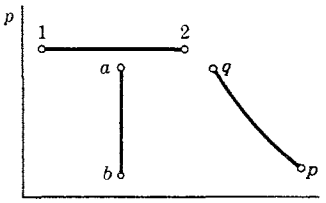



**Fig. 1/8.** *Procesos.*

*Cuando cierta masa de fluido en un estado particular pasa por una serie de procesos y regresa a su estado inicial, se dice que experimenta un ciclo.* Los cambios de estado pueden ser procesos con nombre particular —como isométrico o isobárico—, o bien, ser una sucesión de cambios de estado sin denominación especial, como los de la figura 1/3. La trayectoria cerrada constituida por la serie de procesos puede ser de cualquier forma, como la 1-*A*-2-*B*-1 o la 1-*A*-2-*C*-1, figura 1/9; sólo es necesario que el operante regrese al estado 1 para completar un ciclo. Los ciclos se estudiarán después de un estudio detallado de los procesos.

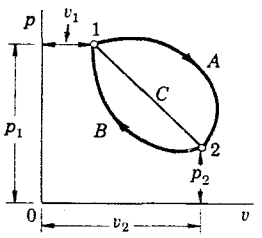



**Fig. 1/9.** *Ciclos.* Por la convención de signos, los ciclos que corresponden a un recorrido o trayectoria en el sentido del reloj suministran trabajo; los ciclos que corresponden a una trayectoria en sentido contrario al del reloj, como 1-*C*-2-*A*-1, o bien, 1-*B*-2-*A*-1, reciben trabajo.

## 1.22 CONSERVACION DE LA MASA

El principio de conservación de la materia afirma que la *masa es indestructible.* Al aplicar esta ley debemos exceptuar a los procesos (o reacciones) nucleares, en los que la masa se convierte en energía —o viceversa—, y tener presente que objetos que se mueven a una velocidad cercana a la de la luz experimentarán un aumento significativo en su masa (§2.2). Sin embargo, los procesos en que interviniesen tales consideraciones pertenecen a campos especializados que trataremos sólo superficialmente. Pero a menudo tendremos que realizar balances de masa en el caso de procesos "ordinarios", y serán de mucho interés los procesos en que existe un flujo de sustancia. De manera que se repasarán brevemente estos conceptos.

Consideremos un caso elemental de flujo laminar (fig. 1/10), en el que las partículas se mueven en trayectorias paralelas a la dirección de la corriente. Dentro de ésta, las moléculas tienen sus movimientos al azar, descritos anteriormente y, por ejemplo, la lectura de un termómetro que se traslade con una corriente de gas ideal será un índice de la energía cinética media de las moléculas. Sin embargo, al estudiar los sistemas macroscópicos consi-

deraremos la velocidad (y la energía cinética) de la corriente de fluido, y no las moléculas individuales. Las propiedades ($p$. $T$, $\rho$, etc.) varían un poco de punto a punto en la sección $BC$, un tipo de flujo llamado *flujo bidimensional.* Una capa delgada de moléculas adyacentes a las paredes del conducto tiene velocidad cero; las moléculas que se mueven a lo largo de la línea central tendrán velocidad máxima, normal a la sección $BC$; el esquema teórico de la variación es parabólico, como en $BC$ (fig. 1/10). Consideremos que el elemento $i$-ésimo, con masa $dm_i$, tiene una velocidad $\mathscr{v}_i$ que es perpendicular a la sección transversal en $BC$; durante

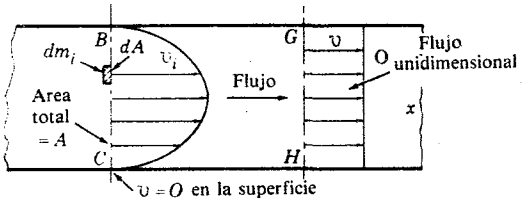



**Fig. 1/10.** *Flujo laminar.*

el tiempo $d\tau$, el volumen que cruza un área $dA$ es $\mathscr{v}_i d\tau dA$. Puesto que el volumen multiplicado por la densidad es la masa, la masa diferencial que atraviesa $dA$ es $dm_i = \rho_i \mathscr{v}_i d\tau dA$. Si se dividen ambos miembros entre $d\tau$ se obtendrá la intensidad de flujo a través de toda la sección $BC$ como la suma de estas cantidades $i$-ésimas, o bien,

$$\dot{m} = \int_A \rho_i \mathscr{v}_i \, dA \tag{1-16}$$

donde $\dot{m} = dm/d\tau$ es la intensidad másica de flujo (por ejemplo, en kg/s), y $\rho_i$ y $\mathscr{v}_i$ representan las densidades y velocidades locales, respectivamente. En muchos sistemas que implican análisis termodinámicos es suficientemente preciso suponer que en cada punto de cualquier sección transversal las propiedades son las mismas [$\rho = \rho(x)$, $p = p(x)$, etc.], y utilizar una velocidad media $\mathscr{v}$ normal a la sección, y que se supone es la misma en cada punto de la sección transversal, como en $GH$ (fig. 1/10), lo que constituye un *flujo unidimensional.* (Desde luego que en un curso de mecánica de fluidos se trata el caso más general de flujo). Por lo tanto, si la densidad es la misma en todos los puntos del área de la sección transversal $A$, el flujo de masa es*

$$\dot{m} = \rho \mathscr{v} A \tag{1-17}$$

Aun cuando esta corriente es turbulenta y tiene componentes de velocidades en las direcciones $x$, $y$ y $z$, la velocidad media que da el flujo correcto en (1-17), también proporciona un valor razonablemente preciso de la energía cinética.

Aceptando lo enunciado en la ley de conservación de la masa, se deduce que con respecto a cualquier sistema, la forma verbal de dicha ley es

$$\begin{bmatrix}\text{masa}\\ \text{que entra}\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}\text{masa}\\ \text{que sale}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\text{cambio en la masa}\\ \text{almacenada en el sistema}\end{bmatrix} \tag{1-18A}$$

* En el trabajo de escritura a mano, conviene adoptar, por ejemplo, el método del autor de utilizar una ve cursiva ($v$) de imprenta para el volumen específico, y una ve de tipo manuscrito ($\mathscr{v}$), quizá algo exagerada, para designar la velocidad.

Se puede decir también que la masa almacenada inicial más la masa entrante es igual a la masa almacenada final más la masa saliente. Sea $dm_{\text{entr.}}$ la masa de entrada, $d(\Delta m)$ el cambio diferencial en la masa almacenada y $dm_{\text{sal.}}$ la masa de salida, así pues, (1-18A) expresada en forma simbólica será

$$dm_{\text{entr.}} - dm_{\text{sal.}} = d(\Delta m) \tag{1-18B}$$

En términos aún más simplificados, podemos expresar cualquier ley de conservación como: Entrada – Salida = Δ(Almacenado).

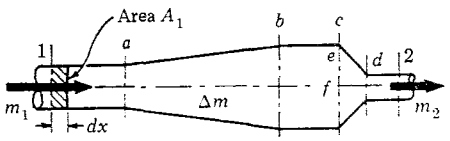



**Fig. 1/11.** Las propiedades pueden ser esencialmente las mismas en todos los puntos, en secciones como 1, 2, *a* y *b*; los cambios bruscos como en *c* y *d* incrementan la turbulencia, lo que hace posible que los estados en *e* y *f* no sean iguales.

En la figura 1/11, un volumen particular, el comprendido en el conducto entre las secciones 1 y 2, y que es un volumen de control (un cierto volumen que se elige en el espacio), se ha tomado como el sistema abierto; $m_1$ es la masa que entra al sistema en la sección 1, $m_2$ es la masa que sale en la sección 2, y $\Delta m$ es el cambio en la cantidad de masa dentro del sistema, *estando todas las cantidades medidas en el mismo espacio de tiempo.* El símbolo Δ indicará siempre un cambio finito en el sentido del valor final menos el valor inicial. Por lo tanto, $\Delta m$ es positivo si la masa del sistema aumenta, y negativo si disminuye. La ecuación (1-18) en forma simbólica para la figura 1/11 quedará como

$$m_1 - m_2 = \Delta m \tag{1-18C}$$

para un espacio de tiempo específico.

Un ***sistema de flujo constante*** (más completamente definido en §4.8) es un sistema abierto en el que no hay cambio en la masa almacenada, es decir, $\Delta m = 0$. En consecuencia, $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$,

$$\dot{m} = \rho_1 A_1 \mathscr{v}_1 = \rho_2 A_2 \mathscr{v}_2 = \frac{A_1 \mathscr{v}_1}{v_1} = \frac{A_2 \mathscr{v}_2}{v_2} \tag{1-19}$$

expresión que se llama **ecuación de continuidad del flujo constante.** En las unidades SI se tendría: $v$ m/seg, $\rho$ kg/m$^3$ $v$ m$^3$/kg, $A$ m$^2$, $\dot{m}$ kg/seg.*

En general, la termodinámica es indiferente al tiempo. Un cierto proceso bien definido puede ocurrir en un segundo o en un año. Sin embargo, en determinados eventos (procesos) intervienen necesariamente las intensidades de variación; por ejemplo, el flujo de calor aumenta al aumentar la diferencia de temperatura, el flujo de masa crece con la diferencia de presión, èl flujo de electricidad crece con la diferencia de potencial, la velocidad de una reacción química aumenta con el potencial químico, etc. Estas intensidades de cambio deben ser lo bastante grandes para que los procesos particulares sean comercial o humanamente factibles. En consecuencia, se debe incluir en los cálculos el tiempo $\tau$ en ocasiones.

* Para el sistema simple de la figura 1/11, la ecuación (1-19) se establece fácilmente. La masa que atraviesa la sección transversal 1 es $dm_1 = \rho dV = \rho_1 A_1 dx$. Dividiendo entre $d\tau$, se obtiene $\dot{m}_1 = \rho_1 A_1 dx/d\tau = \rho_1 A_1 \mathscr{v}_1$, como en la ecuación (1-19).

## 1.23 DEPOSITO TERMICO

Un *depósito térmico* es un sistema termodinámico que generalmente sirve como fuente o como recipiente de calor para otro sistema. Se le considera estable, de temperatura uniforme y composición homogénea, y con la misma presión a cualquier nivel en el campo gravitacional. Es infinitamente grande en comparación con el sistema al que sirve, y su temperatura permanece invariable cuando se le somete a una interacción térmica. Los grandes ríos y lagos, los mares y la atmósfera son excelentes depósitos térmicos y sirven a un gran número de sistemas de ingeniería, como plantas eléctricas de vapor, automóviles, hornos, etc., aunque ninguno se ajuste realmente a la restrictiva definición anterior.

## 1.24 MAQUINAS TERMODINAMICAS

Una *máquina termodinámica* es un sistema termodinámico que funciona continuamente y sólo energía (calor y trabajo) atraviesa sus fronteras, las que son impenetrables al flujo de masa. Se puede utilizar para entregar trabajo a sistemas externos, como lo hace el motor Stirling, o puede recibir trabajo de algún sistema externo y producir un efecto frigorífico, como en el caso de un refrigerador.

## 1.25 SUPERFICIE ADIABATICA. PROCESO ADIABATICO

Una superficie *adiabática* es la que es impenetrable al calor. Implica un perfecto aislamiento térmico. Un proceso que ocurre en un sistema encerrado por una superficie adiabática se llama proceso adiabático, y es uno en el que no puede haber flujo de calor.

## 1.26 CONCLUSION

Los resultados teóricos de la termodinámica no dependen del sistema de unidades que se decida emplear; pero los resultados números de problemas específicos sí dependen de dicho sistema.

Las tres propiedades de presión, temperatura y volumen fueron descritas en detalle por una buena razón: son propiedades que se pueden medir directamente, pues todas las otras generalmente son implicadas por ellas.

La mayor parte de los problemas para este texto se presentan en el libro complementario, *Problemas de Termodinámica*, 2ª edición, de Faires, Simmang y Brewer, que contiene también —para mayor conveniencia— todas la tablas y diagramas del Apéndice B de esta obra.

# PROBLEMAS

(*Nota:* A menos que se exprese otra cosa, el valor de la presión atmosférica se considera como 101.325 kPa, 1 033 kgf/cm$^2$ o 14.696 lbf/plg$^2$, y la aceleración de la gravedad como 9.806 m/seg$^2$, o bien, 32.174 pie/seg$^2$.

### UNIDADES SI

**1.1** Un sistema de 0.1246 m$^3$ contiene 4.535 kg de vapor de agua a 9 653 MPa (abs.) y 671 K. Enuncie los valores de tres propiedades intensivas, una propiedad extensiva y una propiedad específica.

**1.2** Exprese la estatura, masa y peso ($g$ = 9.70 m/seg$^2$) de usted en función de las unidades SI: m, kg, N.

**1.3** Una masa que pesa 25 N está suspendida de una cuerda que se puede mover verticalmente, hacia arriba o hacia abajo. ¿Cuáles son sus conclusiones acerca de la dirección y magnitud de la

aceleración y la velocidad de la masa cuando la tensión de la cuerda es (a) 25 N, (b) 15 N, (c) 35 N?

**1.4** Para un estudio balístico, se dispara una bala de 1.9 g a un trozo de madera suave. La bala choca contra la superficie de la madera a una velocidad de 380 m/s y penetra 0.15 m. Halle (a) la fuerza retardatriz constante, (b) el tiempo necesario para detener la bala, (c) la desaceleración (o deceleración) en $m/seg^2$.

**1.5** Suponga que se coloca una masa de 50 kg en el platillo de una balanza de resorte instalada en un elevador (o montacargas), y que la aceleración local de la gravedad vale 9.70 $m/seg^2$. **(a)** Cuando el montacargas se mueve con una aceleración hacia arriba de 2.5 $m/seg^2$, ¿cuál es la lectura de la balanza? **(b)** Si el elevador se detiene, ¿cuál será la lectura de la misma? (c) Si el cable de soporte se rompiera (y el montacargas cayera libremente), ¿cuál sería la lectura de la balanza? (d) Si dicha lectura fuera de 350 N, ¿cuáles serían las circunstancias?

**1.6** Una columna vertical de 30 m de altura de un fluido (con densidad de 1 878 $kg/m^3$), se localiza donde $g = 9.65$ $m/seg^2$. Halle la presión en la base de la columna.

*Resp.* $m_1$kg. 543.7 kPa.

**1.7** Dos líquidos con diferente densidad ($\rho_1 = 1500$ $kg/m^3$, $\rho_2 = 500$ $kg/m^3$, se vierten juntos en un tanque de 100 litros, llenándolo. Si la densidad resultante de la mezcla es de 800 $kg/m^3$, halle las cantidades respectivas de los líquidos empleados. También determine el peso de la mezcla: la $g$ local es 9.675 $m/seg^2$. *Resp.* $m_1 = 45$ kg.

**1.8** Calcule la fuerza gravitacional entre un protón ($m = 1.66 \times 10^{-27}$ kg) y un electrón ($m = 9.11 \times 10^{-31}$ kg) de un átomo cuyo radio de la órbita electrónica es $5.29 \times 10^{-11}$ m. Dé las respuestas en las unidades newtons y dinas.

**1.9** Si dos termómetros, uno que indica en °C y otro en K, se introducen en el mismo sistema, ¿en qué condiciones darán ambos la misma lectura numérica? ¿Cuál será la temperatura del sistema cuando el termómetro absoluto indique el doble de la lectura del termómetro Celsius?

**1.10** Calcule la magnitud de la aceleración de la gravedad en la superficie de la Luna, y además en un punto a 1 000 km por encima de dicha superficie; no se consideran los efectos gravitatorios de la Tierra. La Luna tiene un radio medio de 1 740 km y una masa de $7.4 \times 10^{22}$ kg.

*Resp.* $g$ (superficie) = 16.3 $m/seg^2$.

**1.11** En el caso de un par termoeléctrico, si se mantiene una junta a 0°C (la unión fría) y la otra se utiliza como sonda para medir la temperatura Celsius deseada $t$, la FEM $\varepsilon$ generada en el circuito está relacionada con la temperatura $t$ por

$$\varepsilon = t(a + bt).$$

Además, para este termopar, cuando $\varepsilon$ está en milivolts, las dos constantes son $a = 0.25$, $b = -5.5 \times 10^{-4}$. (a) ¿Cuáles son las unidades de $a$ y $b$? (b) Determine el valor de $\varepsilon$ para cada una de las siguientes temperaturas medidas: −100°C, 100°C, 200°C, 300°C, 400°C, y trace una curva $\varepsilon t$.

*Resp.* (b) $\varepsilon = 19.5$ mV para 100°C.

**1.12** Para el termopar del problema 1.11, evalúe la intensidad de cambio de $\varepsilon$ por °C cada una de las temperaturas indicadas, desde −100 °C hasta 400°C. *Resp.* 0.14 mV/°C para 100°C.

**1.13** Si una bomba descarga 284 lit/min (o lpm) de agua cuya densidad es de 985 $kg/m^3$, halle (a) el flujo de masa, en kg/min, y (b) el tiempo total requerido para llenar un tanque cilíndrico vertical de 3.05 m de diámetro y 3.05 m de altura.

## UNIDADES TECNICAS

**1.14** Un sistema tiene una masa de 15 kg. ¿Qué fuerza total (en kgf y N) es necesaria para acelerarla a 4.5 $m/seg^2$ si (a) se mueve sobre un plano horizontal sin fricción, o (b) se mueve verticalmente hacia arriba en el lugar donde $g = 9.45$ $m/seg^2$?

**1.15** ¿A qué distancia de la Tierra debe estar un cuerpo a lo largo de una línea dirigida hacia el Sol, de modo que la atracción gravitacional solar esté en equilibrio con la de la Tierra? La distancia entre la Tierra y el Sol es de $14.96 \times 10^7$ km; la masa solar es $3.25 \times 10^5 \times$ (masa terrestre). *Resp.* A $2.622 \times 10^5$ km de la Tierra.

**1.16** Un recipiente cilíndrico (de 60 cm de diámetro y 90 cm de altura) se llena con un fluido cuya densidad es de 640 $kg/m^3$. Determine (a) el volumen total del fluido, (b) la masa total del mismo en lb, slug, utm, kg, (c) el volumen específico del fluido, (d) su peso específico (en lbf) donde $g = 31.90$ pie/$seg^2$. (e) Especifique cuáles de las propiedades anteriores son extensivas y cuáles son intensivas.

**1.17** Dada la presión barométrica de 14.7 psi (29.92 plg Hg abs.), realice estas conversiones: (a) 80 *psig* o $lbf/plg^2$ (man.) a *psia* o $lbf/plg^2$ (abs.), $kgf/cm^2$ (abs.) y atm, (b) 20 plg Hg (vac.) a plg Hg (abs.) y psia, (c) 10 psia a $lbf/plg^2$ (vac.), $kgf/cm^2$ (vac.) y Pa (abs.), (d) 15 plg Hg (man.) a psia, torr y Pa (abs.)

**1.18** (a) Defina una nueva escala de temperatura, por ejemplo, en "grados N" (°N), en la que los puntos de ebullición y de congelación del agua sean de 1 000°N y 100°N, respectivamente, y correlacione dicha escala con la Celsius y la Fahrenheit. (b) La lectura en °N en esta escala equivale a un cierto número de grados en la escala de temperatura absoluta correspondiente. ¿Cuál es esta temperatura absoluta a 0°N?

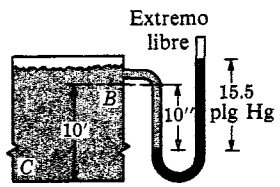
*Resp.* (a) $t_N = 9t_c + 100$, (b) 2 360°N abs., aprox.

**1.19** Un meteorologista llevó un barómetro aneroide desde la planta baja hasta su oficina en la parte superior de la Sears Tower en Chicago. Al nivel del suelo, la lectura del barómetro era de 30.150 plg Hg (abs.); en la parte más alta del edificio la lectura fue de 28.607 plg Hg (abs.). Suponga que la densidad media del aire atmosférico era de 0.075 lb/pie$^3$ y calcule la altura aproximada del edificio.

*Resp.* 1 451 pie o 442 m (aprox.).

**1.20** Como se ilustró antes, un manómetro de mercurio se conecta al costado de un tanque de agua casi lleno. La altura de la columna de mercurio es de 15.5 plg. Aunque el aire sobre el agua mantiene la presión, la otra rama del manómetro (de 10 plg) está llena de agua; para $H_2O$, $\rho = 62.3$ lb/pie$^3$; para Hg, $\rho = 846$ lb/pie$^3$. Si en la localidad se tiene la gravedad estándar y la temperatura del agua y del mercurio es 60°F, ¿cuál es la presión (en psia, o sea, lbf/plg$^2$ abs.) en el tanque al nivel en que se fija el manómetro? Si el tanque se extiende 10 pie abajo de este nivel, ¿cuál es la presión a tal profundidad?

*Resp.* 21.94, 26.27 psia.

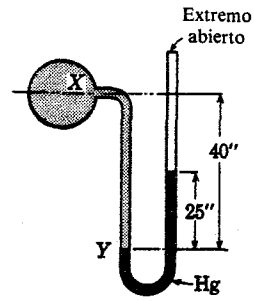



**Problema 1.20**

**1.21** Un tanque de 51 pie$^3$ contiene 3 lb de un gas a 80°F y a una presión vacuométrica de 24 plg Hg. (a) ¿Cuál es la presión absoluta en psia y en psfa (= lbf/pie$^2$ abs.; del inglés: "*p*ound per *s*quare *f*oot *a*bsolute") (b) ¿Cuál es el volumen específico y la densidad del gas? (c) ¿Cuál es su temperatura en °C, °R y K?

*Resp.* (a) 418 psfa, (b) 0.0588 lb/pie$^3$, (c) 299.7 K.

**1.22** Un manómetro simple de mercurio conectado en una tubería de un fluido, da lecturas como se indica en la figura. La gravedad local es la estándar y la densidad del mercurio es 0.488 lb/plg$^3$. Halle la presión en los puntos $X$ y $Y$ cuando la línea de conducción y la parte izquierda del aparato contienen (a) aire, cuya densidad vale 0.072 lb/pie$^3$, (b) agua, con densidad de 62.1 lb/pie$^3$. (c) Conteste (a) y (b) si la gravedad local es $g = 30$ pie/seg$^2$.




**Problema 1.22**

*Resp.* (a) 26.90, 26.90, (b) 25.46, 26.90, (c) 26.10 psia.

**1.23** Convierta (a) 122°F a °C y a K, (b) −40°C a °F y a °R, (c) 942°R a °C y a K, (d) 373 K a °F y a °R.

**1.24** Un termómetro Fahrenheit y uno Celsius son colocados en un fluido e indican lecturas numéricas idénticas. ¿Cuál es la temperatura del fluido en °R y en K?

**1.25** Igual que el problema 1.24 excepto que la lectura del termómetro Fahrenheit es el doble de la lectura del termómetro Celsius.

*Resp.* 780°R, 433 K.

**1.26** Vapor de agua a una presión de 150 psia y una temperatura de 400°F ocupa un volumen de 3.223 pie$^3$/lb. (a) ¿Cuál es su densidad en lb/pie$^3$ y en slug/pie$^3$? (b) Convierta la presión a plg Hg y a pies de agua (60°F). (c) Convierta la temperatura a °R, K y °C. ¿Es la temperatura una propiedad intensiva o extensiva?

*Resp.* (a) 0.31 lb/pie$^3$, 0.00965 slug/pie$^3$; (b) 306 plg Hg, 346 pie $H_2O$ (pies de agua); (c) 860°R, 478 K, 204.4°C.

**1.27** Un fluido se mueve según un régimen de flujo constante entre dos secciones de una tubería. En la sección 1: $a_1 = 1$ pie$^2$, $\mathscr{v}_1 = 1\,000$ pie/min, $v_1 = 4$ pie$^3$/lb. En la sección 2: $A_2 = 2$ pie$^2$, $\rho_2 = 0.20$ lb/pie$^3$. Calcule (a) el flujo (lb/h) y (b) la velocidad en pie/s en la sección 2.

*Resp.* (a) 15 000 lb/h, (b) 10.42 pie/seg.

**1.28** Un tanque vertical de 10 pie de diámetro y 15 pie de altura recibe agua ($\rho$ = 62.1 lb/pie$^3$) a razón de 300 gal/min y la descarga por una tubería de 6 plg. (D.I.) con una velocidad de 5 pie/s. En un momento dado el tanque está a la mitad. Determine el nivel del agua y el cambio de masa en el tanque 15 min más tarde.

*Resp.* 3.90 pie, 17 550 lb.

**1.29** Escriba un programa de computadora para el siguiente problema. Se desea obtener la gráfica del peso (fuerza gravitacional) en función de la altitud (millas sobre el nivel del mar). Al nivel ecuatorial del mar, $g$ = 32.088 pie/seg$^2$; su variación es −0.003 pie/seg$^2$ por 1 000 pie de ascenso. Seleccione una masa dada, por ejemplo, 100 lb y determine su variación de peso a medida que se eleva desde el nivel del mar hasta una altitud de 1 000 millas.

**1.30** Se trata de efectuar la conversión de las lecturas de temperatura en °F a las unidades °C, °R y K. Escriba un programa de computadora que permita efectuar esta operación.

## UNIDADES MIXTAS

**1.31** ¿Cuál es la masa en kilogramos y el peso en newtons ($g$ = 9.65 m/seg$^2$) de **(a)** un automóvil cuya masa es de 4 000 lb, **(b)** un *fullback* (jugador de futbol norteamericano) de 235 lb? Calcule la masa en gramos y el peso en dinas de **(c)** 77 granos de humedad, **(d)** 12 onzas de sal.

**1.32** Para un sistema dado, dos de sus propiedades intensivas independientes son $x$ y $y$. Diga (y dé la demostración) cuáles de las siguientes expresiones tienen características de propiedades, o sea, son funciones de punto:
**(a)** $6xy$, **(b)** $y\,dx + x\,dy$, **(c)** $y\,dx$, **(d)** $2xy\,dx + x^2y\,dy$, **(e)** $15x^3 + 4xy^2$.

**1.33** La masa de un cierto avión al nivel del mar ($g$ = 32.10 pie$^2$) es de 10 toneladas (de 2 000 lb). Obtenga su masa en lb, slug y kg, y su peso (fuerza gravitacional) en lbf y N cuando se viaja a una altitud de 50 000 pie. La aceleración de la gravedad $g$ disminuye en $3.33 \times 10^{-6}$ pie/seg$^2$ por cada pie de elevación.

*Resp.* 9 070.3 kg, 19 850 lbf.

**1.34** Cinco cuerpos tienen su masa (o su peso) como sigue: $m_1$, 500 g; $m_2$, 800 g; $m_3$ tiene un peso de 4 poundals; $m_4$, tiene un peso de 32.2 lbf y $m_5$ es igual a 2 slug. Los pesos corresponden a la gravedad estándar. ¿Cuál es la masa total expresada **(a)** en libras, **(b)** en slugs y **(c)** en gramos?
*Resp.* **(a)** 99.59 lb, **(b)** 3.1 slug, **(c)** 45 200 g.

**1.35** Se estima que la masa de la Tierra vale $5.98 \times 10^{24}$ kg; su radio medio es $6.38 \times 10^6$ m. Calcule su densidad en g/cm$^3$ y en lb/pie$^3$. Compare este valor de densidad con la del agua (1 000 kg/m$^3$, o bien, 62.4 lb/pie$^3$).

*Resp.* 5.50 × (densidad del agua).

# 2

# CONCEPTOS DE ENERGIA

## 2.1 INTRODUCCION

La energía es inherente a toda la materia. Es algo que aparece en muchas formas diferentes, que se relacionan entre sí por el hecho de que se puede realizar la conversión de una clase a otra. Aunque no es posible dar una definición simple del término general energía, $E$ —excepto que es la capacidad de producir un efecto— las diversas formas en que se manifiesta se pueden definir con precisión. En este capítulo se estudian clases de energía con las que probablemente ya está familiarizado el lector, y en este aspecto resultará una especie de repaso, pero un reconocimiento y un nuevo punto de vista serán muy convenientes ahora.

## 2.2 RELACION ENTRE LA MATERIA Y LA ENERGIA

Una de las consecuencias de la teoría de relatividad de Einstein es que la materia (o la masa) se puede convertir en energía y la energía en masa, y la relación está dada por la famosa ecuación

(2-1) $$E = mc^2 \qquad \Delta E = c^2\,\Delta m \quad \text{[EN UNIDADES COHERENTES]}$$

donde $c = 2.9979 \times 10^{10}$ cm/s = velocidad de la luz. Puesto que $c^2$ es un número muy grande, la energía, equivalente de una masa en particular también es muy grande; por ejemplo, 1 kg de materia equivale aproximadamente a $20 \times 10^{12}$ kcal —pero esto no quiere decir que siempre sería posible convertir una masa particular de una sustancia íntegramente en energía. Por lo tanto, la segunda forma de la ecuación (2-1) es la más informativa. Ver el Capítulo 5. Por ahora se puede convertir en energía sólo una parte muy pequeña de cierta materia (Apéndice A).

También, según la teoría de Einstein, la masa aumenta con la velocidad. Este es el efecto relativista sobre la masa. Sea $m_0$ la llamada *masa en reposo* (con respecto al observador); entonces la masa $m$ a una velocidad $v$ cualquiera es

(2-2) $$m = \frac{m_0}{[1 - (v/c)^2]^{1/2}}$$

de donde se deduce que la variación de masa de cuerpos finitos a velocidades al alcance del hombre es despreciable (no ocurre así, sin embargo, en el caso de partículas que viajan a velocidades cercanas a la de la luz).

### Ejemplo

Si una masa en reposo de 1 kg se acelera hasta una velocidad igual a la mitad de la velocidad de la luz, ¿cuál sería ahora su masa?

**Solución.** Utilizando la ecuación (2-2) se halla que

$$m = \frac{m_0}{\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{1/2}} = \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{0.5c}{c}\right)^2\right]^{1/2}} = 1.155 \text{ kg}$$

## 2.3 MEDICION DE LA ENERGIA

La cantidad total de energía que contiene un sistema no se puede determinar. Por consiguiente, se acostumbra medir la energía con respecto a algún valor arbitrario de referencia. Esta práctica es satisfactoria puesto que, en ingeniería, es posible llegar a buenos resultados conociendo sólo los *cambios* de energía. Así, se considera la energía potencial gravitacional de 1 kg de agua como el cambio en tal energía que experimentaría esta cantidad de agua al descender desde un nivel dado en una presa hasta la planta hidráulica de potencia. El nivel tomado en esta planta será el valor de referencia. De manera semejante, otras formas de energía se miden con respecto a su propio ***datum*** o ***estado de referencia.***

La energía es una *cantidad escalar* y no una *cantidad vectorial.* La velocidad, un vector, tiene dirección y magnitud. La energía posee sólo magnitud. La energía de un sistema de cuerpos es simplemente la suma de las energías de los cuerpos componentes. La energía total de un solo sistema es la suma de las magnitudes de las diversas formas de energía (como energía cinética mecánica, energía molecular, energía química) que el sistema posee.

Debido a la costumbre, se utilizarán frecuentemente las unidades térmicas (kcal y Btu) para expresar la energía. Existen varias definiciones de estas unidades (que varían en pequeño grado): las establecidas por la International Steam Table Conference y por la Conferencia General para Pesas y Medidas, básicamente en función de la unidad SI *joule* (ver §1.7 y la sección B 38). En consecuencia, por definición, la constante de Joule $J$ (o "equivalente mecánico del calor")* es

$$\begin{aligned} J &= 426.9 \text{ kgf·m/kcal} \\ &= 778.16 \text{ pie·lbf/Btu} \\ &= 4\,186 \text{ J/kcal} \end{aligned} \qquad (2\text{-}3)$$

y se emplean los valores de 427 y 778, respectivamente, en los cálculos normales. Unidades mayores de energía que se utilizan comúnmente son el kilowatt-hora (kW·h), el megawatt-hora

* James Prescott Joule (1818-1889), científico inglés, fue educado en forma privada por un tutor, siendo alguna vez auxiliar estudiante con Dalton (§ 6.10). Sus investigaciones fueron significativas en la naciente ciencia de la electricidad, así como en la ciencia de la termodinámica, en la que estableció dos importantes principios fundamentales: la equivalencia del calor y del trabajo, y la dependencia del cambio de la energía interna de un gas perfecto sólo del cambio en la temperatura (§ 6.7). Como resultado de esta investigación, la moderna teoría cinética del calor permitió eliminar la antigua teoría del calórico. Joule alguna vez afirmó: "Creo que he logrado hacer dos o tres pequeñas cosas, pero nada que amerite hacer alboroto".

(MW·h) y el gigawatt-hora (GW·h), y en ciertos usos, el caballo-hora. Por otra parte, en los cálculos de energía para las partículas elementales de la materia, suelen emplearse el electronvolt (eV) y el megaelectronvolt (MeV); se tienen $1.6 \times 10^{-12}$ erg por electronvolt.

## 2.4 ENERGIA POTENCIAL GRAVITACIONAL

Si un cuerpo en el campo gravitacional de la Tierra se mueve desde (o hacia) el centro de la misma, se efectúa trabajo por (o contra) la fuerza de gravedad. Por la convención de signos que se empleará, el cambio de energía potencial es el valor negativo del trabajo del campo de fuerza (una generalización para todos los campos de fuerza conservativos).* Aunque el cambio de energía potencial gravitacional se evalúa como una cantidad de trabajo, se hallará conveniente considerar tal energía potencial $P$ separadamente como energía *almacenada* en un sistema (lo cual no es cierto para el trabajo en general, §2.9); o sea, en virtud de la altura de $z$ del sistema por encima de un *nivel de referencia* elegido, posee una cierta cantidad de energía que está potencialmente disponible para su conversión en trabajo, según condiciones idealizadas. (Una cierta fracción del cambio de energía en fenómenos reales se disipa necesariamente en efectos de fricción. Existe también el efecto de empuje hidrostático o de flotación en el medio circundante). Igualando el cambio de energía potencial al *trabajo* de la gravedad, se tiene (introduciendo la $k$ como un recordatorio de las unidades en una ecuación) que

$$dP = F_g\, dz = mg\, dz = \frac{mg}{\mathbf{k}} dz \tag{2-4}$$

donde $dz$ es el desplazamiento del centro de gravedad en la dirección de la fuerza gravitacional. Si la fuerza de gravedad $F_g$ es virtualmente constante, la integración de (2-4) da

$$P_2 - P_1 = \Delta P = mg(z_2 - z_1) = \frac{mg}{\mathbf{k}}(z_2 - z_1) \tag{2-5}$$

También para $F_g$ constante, la energía potencial de un sistema es

$$P = mgz = \frac{mgz}{\mathbf{k}} \qquad \text{y} \qquad P = \frac{gz}{\mathbf{k}} \tag{2-6}$$

[POR UNIDAD DE MASA]

Por consiguiente, el símbolo $P$ representará la energía potencial para una masa unitaria o de $m$ unidades. La segunda forma de (2-6) es para $m = 1$. Las unidades coherentes respectivas deben emplearse en estos cálculos.

Aunque se tendrán pocas ocasiones de tratar fuerzas de cuerpo diferentes de la gravitacional, observe que la ecuación (2-4) se puede generalizar para alguna otra fuerza de cuerpo $\mathbf{F}_b$ mediante $F_b \cdot dz$ para el desplazamiento $dz$ del centro de masa. Si el cambio de altura o elevación de un cuerpo en un campo gravitacional es grande, como en el caso de satélites artificiales y cohetes de gran alcance, la variación de $F_g$ y $g$ se debe tener en cuenta; ver ecuación (1-2).

Aunque se habla de la energía potencial de un sistema con respecto a la Tierra, es también cierto que ésta tiene, en forma semejante, una energía potencial con respecto al siste-

* Campos de fuerza de origen eléctrico, que han sido muy importantes desde el nacimiento de la electrotecnia, se encuentran casi en todas partes. Campos excepcionalmente intensos han sido aplicados recientemente.[4.8]

ma dado. Por consiguiente, cuando dos cuerpos de diferente masa poseen entre sí una atracción significativa y existe movimiento relativo entre ellos, se debe decidir cuál de los dos se está estudiando, o sea, cuál es el sistema —o quizá considerar que ambos (o todos, si hay varios cuerpos) son el sistema.

### Ejemplo

Un cuerpo con masa de 5 kg está 100 m arriba de un nivel de referencia donde hay localmente una $g = 9.75$ m/seg$^2$. Hallar la fuerza gravitacional en newtons y la energía potencial de la masa con respecto al plano de comparación.

**Solución.** Por la ecuación (2-6) se tiene que

$$P = mg\frac{z}{\mathbf{k}}$$

$$= \frac{(5 \text{ kg})(9.75 \text{ m/seg}^2)(100 \text{ m})}{(1 \text{ kg}\cdot\text{m/N}\cdot\text{seg}^2)} = 4\,875j$$

$$F_8 = mg/\mathbf{k} = (5)(9.75)/1 = 48.75 \text{ N}$$

## 2.5 ENERGIA CINETICA

En la mayor parte de las consideraciones de energía interviene el movimiento rectilíneo de traslación y, por lo tanto, hay que escribir y manipular la segunda ley de Newton en la forma escalar $F = ma$. Por definición

(a)
$$a \equiv \frac{dv}{d\tau} = \frac{dv}{dx}\frac{dx}{d\tau} = \frac{v\,dv}{dx}$$

donde $x$ es el desplazamiento en la dirección de movimiento, o sea, la dirección de los vectores $F$ y $a$, y asimismo $a$ es la aceleración del centro de masa con respecto al sistema de coordenadas de velocidad constante. Sustituyendo este valor de $a$ en $F = ma$ e integrando en el caso de la fuerza $F$ y la masa $m$ constantes desde el estado 1 hasta el estado 2,

(2-7)
$$Fx = \frac{m}{2}(v_2^2 - v_1^2) \qquad \text{[UNIDADES COHERENTES]}$$

donde $mv^2/2$ es una forma de energía llamada *energía cinética*, aplicable a una partícula con cualquier clase de movimiento. Esta expresión $mv^2/2$ se aplica a una masa finita cuando todas las partículas materiales tienen la misma velocidad $v$ (de traslación). Hay que recordar de la mecánica que la ecuación (2-7) expresa que el trabajo efectuado sobre el cuerpo es igual al cambio de energía cinética —una generalización que se verifica si no interviene ninguna otra clase de energía. En consecuencia, se define la energía cinética de una masa $m$ que se mueve con velocidad $v$ como

(2-8)
$$K = \frac{mv^2}{2} = \frac{mv^2}{2\mathbf{k}} \quad \text{y} \quad K = \frac{v^2}{2} = \frac{v^2}{2\mathbf{k}}$$

[POR UNIDAD DE MASA]

donde $mv^2/2$ y $v^2/2$ pueden emplearse con cualquier sistema coherente de unidades y $mv^2/(2\mathbf{k})$ y $v^2/(2\mathbf{k})$ son formas a emplear con los sistemas de ingeniería en los que las unidades

de masa y de fuerza se definen independientemente, por ejemplo, con el kg y el kgf. Como la energía es una cantidad escalar, el cambio en energía cinética es

$$\Delta K = \frac{m}{2\mathbf{k}} (v_2^2 - v_1^2) = \frac{\mathrm{m}}{2} (v^2 - v_1^2) \tag{2-9A}$$

$$dK = \frac{m}{\mathbf{k}} v\, dv = mv dv \tag{2-9B}$$

Cuando la masa está en unidades gravitacionales (utm o slug), se divide entre la constante de Joule $J$ para obtener kcal o Btu, respectivamente; o sea, $m(v_2^2 - v_1^2)/(2\mathbf{k}J)$. Y números redondos convenientes son

$$2\mathbf{k}J = (2)(9.81)(427) \approx 8\,380$$

$$= (2)(32.17)(778) \approx 50\,000$$

La energía cinética se *almacena* en un sistema, una de cuyas propiedades mecánicas es su velocidad $v$. Sin embargo, puesto que la velocidad es siempre relativa, necesariamente está relacionada con un sistema de ejes de referencia en particular. Aunque se tendrá ocasión de emplear ejes en movimiento con respecto a la Tierra, consideraremos a $v$ como absoluta (con respecto a ejes fijos a la Tierra), a menos que se especifique otra cosa. La energía cinética de un cuerpo en rotación es $I\omega^2/2$, donde $I$ es el momento de inercia del cuerpo con respecto a su eje de rotación. El lector debe consultar algún texto de mecánica para mayores detalles.

La simple expresión $mv^2/2$ de la mecánica newtoniana desaparece cuando la velocidad se acerca a la de la luz, $c$. En este caso (por ejemplo, en los estudios de partículas submoleculares), los efectos relativistas se deben tomar en cuenta; véase un texto de física.[1.27]

### Ejemplo

La masa combinada de un automóvil y sus pasajeros, que viaja a 72 km/h, es de 1 500 kg. Calcular la energía cinética de este cuerpo combinado.

**Solución.** Utilizando la ecuación (2-8) se obtiene

$$K = mv^2/2\mathbf{k}$$

$$= \frac{(1\ 500\ \text{kg})(72\ \text{km/h})^2(1\ 000\ \text{m/km})^2}{(2)(1\ \text{kg}\cdot\text{m/N}\cdot\text{seg}^2)(3\ 600\ \text{seg/h})^2}$$

$$= 300\ 000\ \text{J} = 300\ \text{kJ}$$

## 2.6 ENERGIA INTERNA

*La suma de las energías de todas las moléculas en un sistema, energías que aparecen en varias formas complejas, es la energía interna.** Siendo un contenido energético, es una propiedad importante y continuamente útil. En tanto que efectuaremos observaciones breves de la molécula más adelante, por ahora es conveniente considerar sólo aquellas formas de

* Algunos autores emplean el término *energía interna*, o *energía* —a secas— para designar la energía total almacenada en un sistema, la que en este libro se llama simplemente *energía almacenada*.

energía molecular que producen los efectos macroscópicos más notables. La forma dominante en el caso de los gases es la energía cinética de traslación, debido a que moléculas de masa $m$ se mueven a una velocidad $v$. La cantidad total de esta energía es el número total de moléculas en el sistema multiplicado por la energía cinética media de una molécula. Dentro del intervalo de temperaturas más común, un cambio de la energía cinética interna en un gas ***monoatómico*** (por ejemplo: He, A) es casi totalmente un cambio de *energía cinética de traslación.*

En otras moléculas no monoatómicas, la masa —que corresponde principalmente a la masa de los protones— no está concentrada tan cerca en un "punto"; por lo que las moléculas ***poliatómicas*** (por ejemplo: $H_2O$, $NH_3$, $C_8H_{18}$) pueden tener también una significativa *energía cinética de rotación*; en general, con componentes de rotación respecto a tres ejes de referencia. Para simplificar, consideremos una molécula diatómica (por ejemplo: $H_2$, $O_2$) e imaginémosla en forma de una pesa de gimnasia ●—●. Si girase alrededor de algún eje perpendicular al que une los átomos, la energía de rotación sería significativa; si gira alrededor del eje que une los átomos, el momento de inercia de la masa con respecto a este eje es tan pequeño, que tal energía de rotación sería despreciable. Incidentalmente, por ahora, puesto que posee energía rotacional con respecto a dos ejes, se dice que una molécula diatómica tiene dos grados de libertad en rotación.

Cuando aumenta la temperatura de un gas particular, crece también el número de moléculas cuyos átomos tienen *energía de vibración* perceptible. Esta clase de energía se visualiza más fácilmente en el caso de la molécula diatómica como mancuerna de gimnasia (fig. 2/2). Imaginemos que el eje que une los átomos es un resorte ideal y que éstos vibran hacia uno y otro extremos, formando así un *oscilador armónico*. Este fenómeno es el de un sistema conservativo en el que la suma de las energías potenciales de los átomos (de uno con respecto a otro) y sus energías cinéticas, permanece constante. Es claro que las vibraciones de los átomos en moléculas poliatómicas se vuelven mucho más complejas, pero la idea es la misma.

Luego entonces existe una energía potencial debida a la fuerza de atracción entre moléculas, que resulta relativamente grande en un gas. Como ilustración, imagínese 1 g de agua que se evapora a la presión atmosférica y se convierte en 1 g de vapor. El volumen medido aumenta así unas 1 600 veces. Se requiere una gran cantidad de energía para separar estas moléculas contra sus fuerzas de atracción; la energía es retenida en el vapor como parte de su energía interna y almacenada. Finalmente, según el punto de vista submolecular, existen también otras formas de energía, como la energía de orbitación de los electrones, la energía de giro propio (o espín) de los mismos y las energías relacionadas con las fuerzas eléctricas.

La suma de las diversas formas de energía que tiene una molécula es la *energía interna molecular U, u,* o simplemente, ***energía interna***. La cantidad absoluta de energía interna que un cuerpo posee nunca se conoce, pero afortunadamente esto no importa mucho porque se pueden calcular los cambios de esta energía o medirla con respecto a un valor de referencia conveniente; los detalles de los cálculos se darán después. Sea

$u$ = energía interna específica (para 1 unid. de masa) $\qquad \Delta u = u_2 - u_1$

$U = mu$ = energía interna total (para $m$ unids. de masa) $\qquad \Delta U = U_2 - U_1$

donde la energía por lo general se expresa en kcal, Btu o J.

En algunos casos especiales, un sistema puede no contener moléculas, sino consistir en electrones o fotones (de energía radiante), en cuyo caso no se tiene energía interna como en la forma definida antes, pero sí habrá *energía almacenada* de la clase relacionada con electrones y fotones.

## 2.7 TRABAJO

La expresión vectorial para el trabajo mecánico de una fuerza, como se enseña en mecánica, es un producto escalar como $dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}$, válido a lo largo de cualquier trayectoria. Asimismo, se puede pasar convenientemente a la componente $x$ de una fuerza que actúa en una distancia $dx$ (con $\Delta y = 0$, $\Delta z = 0$) y escribir

$$dW = F_x \, dx \tag{2-10}$$

lo cual expresa que el trabajo efectuado por una fuerza es el producto del desplazamiento del punto de aplicación de la fuerza *multiplicado* por la componente de dicha fuerza en la dirección del desplazamiento. Si el sistema de ejes de referencia se mueve con el punto de aplicación, no se realiza ningún trabajo. Por ejemplo, si uno empuja sobre una pared fija, la fuerza aplicada no efectúa el trabajo desde el punto de vista de un observador estacionario con respecto a la pared. Por las descripciones anteriores se reconoce que la ecuación (2-10) define una unidad mecánica de energía, pero tal unidad suele convertirse a la unidad térmica respectiva. De la mecánica se recuerda que el trabajo de un par $M$ (un momento de fuerza) que actúa en un desplazamiento angular $d\theta$ es $dW = M \, d\theta$, forma que se necesitará ocasionalmente.

El trabajo es energía *en transición*; o sea, existe sólo cuando una fuerza "se mueve en una distancia". Lo anterior contrasta con el concepto de energía interna. Esta última es energía *almacenada*; el sistema la contiene. Por otra parte, *un sistema nunca contiene trabajo*, aunque pueda tener la capacidad de realizarlo, o de que se pueda efectuar trabajo sobre el sistema (se estudiará en detalle lo que sucede, más adelante).

El símbolo $W$ representa el trabajo realizado por o sobre un sistema de 1 unidad o de $m$ unidades de masa; la diferencia la establecerá el contexto. También puede intervenir una unidad de tiempo al considerar la rapidez de la variación. Algunas unidades típicas de trabajo son kgf·m, pie·lbf, N·m (o joule), kcal, Btu, hp·h, etc. El trabajo por unidad de tiempo es la ***potencia*** $\dot{W}$; algunas unidades típicas de potencia son: kgf·m/s, kcal/min, Btu/h, hp, W, etc.

Se concluirá este análisis parafraseando una definición citada con frecuencia[1,2]: *Trabajo es aquella energía en transición* (no almacenada en una sustancia en movimiento) *que atraviesa las fronteras de un sistema, el que podría producir imaginablemente el único y solo efecto de levantar un peso.* Se reconoce fácilmente como trabajo el efecto de alzar un peso contra la fuerza de gravedad. Observemos también que se dice que "podría imaginablemente. . ."; de hecho, es posible que de inmediato se disipe por fricción tan pronto como sale del sistema. Si esta energía es capaz de levantar un peso, también podrá hacer girar un eje contra una acción resistente; por lo tanto, un nombre usual para distinguir esta clase de trabajo es el ***trabajo en el eje***. Por último, obsérvese que el trabajo es una forma de energía que atraviesa una frontera, independientemente de cualquier otra energía que transporte una sustancia que fluya a través de una frontera.

## 2.8 TRABAJO SOBRE UNA FRONTERA MOVIL DE UN SISTEMA

Una sustancia que se expande contra una resistencia (o que es comprimida) efectúa trabajo (o admite trabajo realizado sobre ella). Sea el sistema una cierta cantidad de un fluido expansible, como un gas o un vapor, alojado en un cilindro con su émbolo (fig. 2/1). Este es un ***sistema cerrado*** en el que pueden ocurrir ***procesos sin flujo***. El volumen del fluido es $V_1$ y su presión, $p_1$. Si se considera el estado del fluido en el plano $pV$ (lo cual significa

que las coordenadas son $p$ y $V$), las coordenadas particulares $p_1$ y $V_1$ localizan el punto 1 (fig. 2/1). Si la sustancia operante se expande y mueve el pistón contra una resistencia variable, el fluido efectuará trabajo. En una expansión típica de esta suerte, la presión disminuye y cambia el estado de la sustancia como lo indica la curva 1-*ef*-2, que es la *trayectoria del punto de estado,* o sea, un ***proceso.*** Consideremos un cambio de estado desde *e* hasta *f*, figura 2/1, tan pequeño que la presión es esencialmente constante durante el cambio. La fuerza que actúa sobre el émbolo será igual a la presión uniforme multiplicada por el área del pistón: $F_x = pA$. La distancia que recorre el émbolo es $dL$, y el trabajo correspondiente a este movimiento infinitesimal es

**(a)** $$dW = (pA)\,dL = p(A\,dL) = p\,dV$$

donde $A\,dL = dV$. El trabajo total en la frontera móvil es

(2-11) $$W = \int_1^2 p\,dV \qquad \text{y} \qquad W = \int_1^2 p\,dv \qquad \text{[REVERSIBLE]}$$

[POR UNIDAD DE MASA]

en la que las unidades de $p$ y de $V$ dan las de $W$. Si un sistema tiene más de una frontera movible, el trabajo en cada una estará dado por (2-11); si el sistema posee una frontera irregular que cambia de forma y de tamaño, el trabajo se expresa por (2-11), todo sometido a las condiciones que se indicarán más adelante. Se puede distinguir al trabajo $p\,dV$ llamándolo *trabajo de frontera*; pero como la clase de trabajo se advierte claramente por el contexto, el adjetivo no se usará con frecuencia.

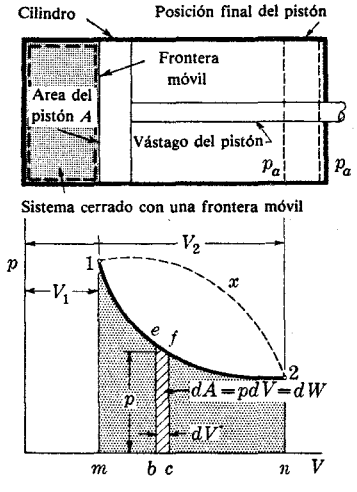



**Fig. 2/1.** *Trabajo de expansión de un sistema cerrado.* Una fuerza desplaza la frontera (pistón) del sistema. El elemento de área *befc* es $dA = p\,dV$; y la suma de estas áreas entre 1 y 2 es el área total bajo la curva 1-*ef*-2. Por consiguiente, tratándose de un proceso interiormente reversible: el área "bajo" la curva en el plano $pV$ representa $\int p\,dV$ a una cierta escala.

Se deben observar cuidadosamente las condiciones que hay que cumplir para que esta ecuación sea válida. En primer lugar, si la presión $p$ sobre la frontera desplazable (pistón) es uniforme en todo instante, y si se conoce la forma exacta de esta variación de presión con el volumen $p = p(V)$, la integral de (2-11) expresa el trabajo realizado sobre (o por) esa frontera en movimiento (y por o sobre el sistema). Puesto que no existen medios fáciles para medir la presión en todos los puntos de una superficie, se debe suponer un modelo ideal que se encuentre lo bastante cercano a la realidad para que permita obtener resultados

útiles. En este modelo, la presión no sólo está distribuida uniformemente sobre el pistón en un instante dado, sino que también es uniforme a través de todo el sistema, de modo que la "presión en un punto", en cualquier punto, es la presión del sistema. Esta uniformidad significa que en cualquier instante durante el proceso, cada propiedad de toda porción pequeña de masa del sistema es la misma, no importa donde se mida. En otras palabras, el proceso debe efectuarse *según una serie de estados de equilibrio interno* (sin gradientes de presión o de temperatura en ningún momento), proceso que se denominará ***interiormente reversible*** (la reversibilidad se define con más detalles en el Capítulo 5); se llama también *proceso cuasiestático.*[1-1]

Las implicaciones del requisito de reversibilidad se comprenden mejor considerando algunos sucesos reales relacionados. La expansión antes descrita tendría que ocurrir muy lentamente —en el límite, con una rapidez infinitesimal; la resistencia externa al movimiento de la frontera debe variar (debido a que varía la presión interna), y no obstante, el sistema de fuerzas ha de permanecer en equilibrio. Imagínese un caso extremo; consideremos que el pistón de la figura 2/1 es mantenido en su lugar por pernos y hay un gas a alta presión dentro del cilindro. Imaginemos ahora que los pernos se quitan todos; el pistón se acelera rápidamente (como una bala después de la ignición de la pólvora); la presión en la región interna adyacente al pistón decrece súbitamente; luego existe una irrupción de gas en el sistema hacia esta región de baja presión, que da por resultado una turbulencia considerable (lo anterior significa fricción interna del fluido, así como gradientes de temperatura y de presión). Además, si el pistón se mueve de modo que el gas se expanda, la velocidad relativa entre las moléculas y el émbolo es menor, por consiguiente, la presión molecular sobre el pistón, de acuerdo con la ecuación (1-7), se hace menor que la presión en un punto interior; si ocurriese compresión, la velocidad relativa media aumentaría y la presión sobre el émbolo sería mayor que la presión "en un punto" en el sistema.

Consideremos ahora que el sistema es el mismo pero ahora el "pistón" es extremadamente pesado. Debido a que se tiene una masa mayor y la misma fuerza, la aceleración será mucho menor ($\mathbf{F} = m\mathbf{a}$). Si se prosigue el razonamiento, la tasa de expansión sería tan pequeña que las condiciones se aproximarían mucho a la hipótesis de reversibilidad interna. Aunque los pistones en las máquinas reales de cilindro y émbolo experimentan inevitablemente aceleraciones en toda carrera del pistón y a veces adquieren altas velocidades —y por lo tanto, alteran los requisitos de equilibrio— se pueden hacer excelentes evaluaciones del trabajo realizado en el movimiento de fronteras en máquinas reales partiendo del caso ideal, y aplicando luego factores de corrección (diversas clases de eficiencias) y obtenidos de la experiencia.

**Convención de signos.** En general, en este libro, si el trabajo de un sistema (y $\int p\,dV$) es positivo, se tratará de trabajo efectuado *por* dicho sistema; el trabajo efectuado *sobre* éste será negativo (y también $\int p\,dV$ en el caso de procesos reversibles).*

En conclusión, para completar las cosas se debe advertir en la figura 2/1 que existe cierta presión externa ambiental $p_a$ en el lado opuesto de la frontera en movimiento. Si esta presión es constante, como generalmente lo es en aplicaciones de ingenierías, el trabajo realizado contra la fuerza $p_aA$ es $-p_a(V_2 - V_1)$. En consecuencia, considerando la carrera 1-2, la *cantidad de trabajo que puede entregar* el sistema en un movimiento ideal sin fricción

* Esta convención implica una incongruencia, según la que, por lo general, la energía que entra a un sistema se considera positiva. Sin embargo, esta convención del signo del trabajo es usual en libros de termodinámica aplicada o de ingeniería, y además, no origina ningún inconveniente. Observe la forma en que se establecen más adelante en este capítulo las ecuaciones de balance de energía.

es $\int p\, dV - p_a (V_2 - V_1)$, debido a que el trabajo del sistema de gas debe ser reducido en el valor del que se debe realizar al actuar sobre el medio circundante. Si hay fricción, el trabajo entregado por el sistema de gas se reduce también por esta pérdida. En problemas en que intervienen máquinas de movimiento alternativo por lo general los análisis se hacen según un ciclo, lo que implica al menos dos carreras (1 revolución); en este caso, el trabajo *ideal* $p_a \Delta V$ en un sentido es cancelado por el trabajo ideal $p_a \Delta V$ durante la otra carrera.

## 2.9 EL TRABAJO DEPENDE DE LA TRAYECTORIA

Puesto que el trabajo de frontera de un fluido durante un proceso cuasiestático sin flujo está dado por $\int p\, dV$, depende de la relación entre $p$ y $V$ durante la realización del proceso, o sea, de $p = p(V)$. La ecuación que relaciona $p$ y $V$ se puede graficar en el plano $pV$ como una curva. Supóngase que 1-*x*-2, figura 2/1, es una función y 1-*ef*-2 representa otra. Como $\int p\, dV$ sería diferente para estas dos trayectorias, aunque los estados 1 y 2 son idénticos, el trabajo suministrado a un eje es diferente y, por tanto, depende de la función particular $p(V)$ que relaciona los estados 1 y 2. Puede tenerse un número indefinido de funciones que relacionen dos estados cualesquiera 1 y 2. No importa cuál sea la función, el cambio de una propiedad $x$ es $x_2 - x_1$; por ejemplo, $\int dp = p_2 - p_1$, $\int du = u_2 - u_1$, y así sucesivamente; *dp, du,* etc., se llaman ***diferenciales exactas.*** Por otra parte, $\int dW \neq W_2 - W_1$, y en su lugar se escribe $\int dW = W$, o bien, $\int dW = W_{1\text{-}2}$, si se desea identificar el trabajo para un particular cambio de estado; se dice entonces que $dW$ es una ***diferencial inexacta.*** No obstante, observemos en $dW = p\, dV$ que $dW/p$ es una diferencial exacta ($= dV$), es decir que las diferenciales inexactas se pueden convertir en exactas mediante un divisor.

### 2.10 Ejemplo-Trabajo en un proceso sin flujo

Considérese un proceso 1-2, figura 2/1, que pasa por una serie de estados de equilibrio de acuerdo con $pV = C$. Hallar la expresión para el trabajo realizado por el sistema durante el proceso.

**Solución.** De $pV = C$ se sustituye $p = C/V$ en la ecuación (2-11) y se integra.

$$\textbf{(a)} \qquad \int_1^2 dW = W = \int_1^2 p\, dV = C \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = C \ln \frac{V_2}{V_1} = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

donde las unidades de trabajo dependen de las de $p$ y $V$.

## 2.11 ENERGIA ELASTICA

Existe una clase de trabajo conocida como ***trabajo de deformación*** que implica la acción deformante de una fuerza sobre un cuerpo sólido. El trabajo que esta fuerza efectúa es evaluado por $\int F\, dy$, como se definió anteriormente. Si las deformaciones están por debajo del límite de proporcionalidad, se puede evaluar el trabajo de deformación —denominado ahora ***energía elástica*** o, a veces, ***energía de deformación elástica.*** Además este proceso de deformación es aproximadamente reversible.

Un bueno y útil ejemplo es un resorte, una de cuyas propiedades es su ***índice*** o ***módulo*** (también llamado *constante de fuerza* o *constante elástica*). Si el índice $K_s$ es constante —y muchos resortes se hacen deliberadamente con índices variables— se aplica la bien conocida

ley de Hooke. En forma de ecuación, la ley de Hooke es $F = K_s y$, donde $F$ es la fuerza y $y$ es la deformación longitudinal. Si se deforma un resorte, se efectúa sobre él un trabajo.

$$\int F\,dy = \int_1^2 K_s y\,dy = \frac{K_s}{2}(y_2^2 - y_1^2) \tag{2-12}$$

donde la integral se ha evaluado para $K_s$ constante y las unidades son las correspondientes; por ejemplo, $K_s$ kgf/cm y $y$ cm, o bien, $K_s$ lbf/pie y $y$ pie. Si el resorte está inicialmente con su longitud libre, $y_1 = 0$, y el trabajo efectuado sobre él es $K_s y^2/2$. El signo de esta energía como cantidad de trabajo puede hacerse que se ajuste a la convención ya definida para el trabajo; si el trabajo es realizado *por* el sistema en estudio, será positivo; si es efectuado *sobre* el sistema resultará negativo.

En el estado de deformación, el trabajo que se realizó sobre él es ahora energía elástica almacenada en dicho estado, siempre que no haya fricción de ninguna clase. Puesto que las pérdidas por fricción generalmente son muy pequeñas, se considera que la energía *almacenada* en un resorte es $E_s = K_s y^2/2$, donde $y$ es la deformación total —acortamiento o alargamiento (dentro del límite de elasticidad). Otro punto de vista es que esta energía es energía potencial del resorte, debido a que la energía está virtualmente disponible para efectuar algún trabajo cuando el resorte regresa a su longitud libre, o para impartir energía cinética a un cuerpo sobre el que puede actuar.

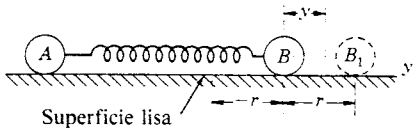



**Fig. 2/2.** *Oscilador armónico.* Puesto que la suma de las energías $E_s + K$ es constante, una define la otra. Por consiguiente, se diría que la vibración lineal sería con un grado de libertad, pero la energía total del sistema es la suma de los valores medios, $E_{s\,(med.)} + K_{(med.)}$.

Sean $A$ y $B$, figura 2/2, dos esferas que descansan en equilibrio sobre una superficie sin fricción, unidas mediante un resorte ideal (sin masa) y cuyo índice es constante. En el proceso más simple imaginable, $A$ se mantiene estacionaria, se aplica una fuerza a $B$ y se le desplaza una distancia $r$ hasta una posición $B_1$ y ahí se le suelta. Entonces $B$ oscilará, como es de esperar. La fuerza ejercida por el resorte siempre es opuesta al desplazamiento desde la posición de equilibrio, de ahí que $F = K_s y$. Utilizando la segunda ley de Newton —$F = ma$ en forma algebraica, puesto que se tiene un movimiento rectilíneo— se hacen las siguientes transformaciones:

(a) $$F = -K_s y = m_B a = m_B \frac{v\,dv}{dy}$$

(b) $$-K_s \int_{y_1}^{y_2} y\,dy = m_B \int_{v_1}^{v_2} v\,dv$$

(c) $$-K_s \frac{y_2^2 - y_1^2}{2} = m_B \frac{v_2^2 - v_1^2}{2}$$

(2-13) $$-\Delta E_s = \Delta K_B \quad \text{o bien,} \quad \Delta E_s + \Delta K_B = 0 \quad \text{o bien,} \quad E_s + K_B = C$$

una simple descripción de la dinámica de un sistema de fuerzas conservativo, donde el movimiento es armónico simple (MAS). Se dice así que es cero el cambio en la energía poten-

cial (almacenada) del resorte más el cambio de energía cinética del cuerpo $B$; o que la energía total del resorte ($E_s$) y del cuerpo ($K_B$) como un solo sistema, es $E_s + K_B$ = constante. Si los cuerpos $A$ y $B$ se hubieran soltado simultáneamente, la situación anterior resultaría un poco diferente, pero la conclusión final sería la misma —que el total de las energías potencial y cinética de todo el sistema sería constante. Este sistema da una analogía de la energía de vibración de una molécula diatómica (la mancuerna o pesa de gimnasia), §2.6, que es un ***oscilador armónico.*** [Otro ejemplo de un sistema conservativo, ecuación (2-13), es un cuerpo que cae libremente en el vacío.]

De la ecuación **(a)** se tiene (suprimiendo los subíndices)

$$\textbf{(d)} \qquad a = -\frac{K_s}{m} y \quad \text{o bien} \quad \frac{d^2y}{d\tau^2} = -\omega^2 y$$

la ecuación diferencial que define el movimiento armónico. Se desea recordar ahora que la frecuencia $\nu$ de la vibración está dada por

$$\textbf{(e)} \qquad \nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{(K_s/m)^{1/2}}{2\pi} \text{ cps}$$

o Hz, y las unidades corresponden a un sistema coherente.

Un alambre o una varilla sometidos a tensión (o una varilla en compresión simple por abajo del límite de proporcionalidad, almacena energía elástica impartida por deformación en forma análoga a como lo hace el resorte. Por ejemplo, de la *resistencia de materiales* se sabe que un elemento sometido a un esfuerzo normal $\sigma$ solamente, $F = \sigma A = EyA/L$. donde $\sigma = E\varepsilon = Ey/L$; $E$ es el módulo isotérmico de elasticidad (en otro caso $E$ representa energía), $y$ la deformación total, $\varepsilon = y/L$ la deformación relativa (o unitaria), $A$ el área de la sección transversal, $L$ la longitud del elemento y $\sigma$ el esfuerzo, que debe ser menor que el límite de proporcionalidad según las hipótesis realizadas. Luego entonces, para $E$, $A$, $L$ constantes,

$$(2\text{-}14) \qquad W = \int F\, dy = \frac{EA}{L} \int_{y1}^{y2} y\, dy = \frac{EA}{L} (y_2^2 - y_1^2)$$

donde por comparación con la ecuación (2-12) vemos que el índice (o constante de resorte) equivalente del alambre o a la varilla es $K_s = EA/L$. La energía almacenada a cualquier deformación $y$ es ($y = \varepsilon L$)

$$\textbf{(f)} \qquad \frac{EA}{2L} y^2 = \frac{EAL^2\varepsilon^2}{2L} = V\frac{E\varepsilon^2}{2} = V\frac{\sigma\varepsilon}{2}$$

de donde se ve que la energía por unidad de volumen es $\sigma\varepsilon/2$. En este análisis se supone que la deformación se debe solamente a la fuerza (esfuerzo); ninguna deformación es originada por cambio de temperatura. Ver también §11.25.

En forma semejante, por el conocimiento de la mecánica de materiales se puede hallar el trabajo (energía) que interviene en la deformación de sistemas de vigas, barras de torsión, etc. Por ahora no se profundizará más en este tema.

### Ejemplo

Se requiere un trabajo de 203.4 N·m para estirar un resorte 7.62 cm desde su longitud libre. Hallar el valor de la constante $K_s$.

**Solución.** Utilizando la ecuación (2-12)

$$W = \int F\,dy = \int K_s y\,dy = K_s(y_2^2 - y_1^2)/2$$

$$= K_s y^2/2$$

$$K_s = 2\,W/y^2 = 2(203.4\ \text{N·m})/(0.0762\ \text{m})^2$$

$$= 70\,060\ \text{N/m}$$

donde $y = 7.62\ \text{cm} = 0.0762\ \text{m}$.

## 2.12 TENSION SUPERFICIAL

Las moléculas en la superficie de un líquido (o sea, en la superficie de separación o interfaz de un líquido y su medio circundante) no están sometidas a las mismas atracciones moleculares que una molecula en el seno del fluido. En consecuencia, las propiedades de la capa superficial del líquido (de unas cuantas moléculas de espesor) no son las mismas que las propiedades de la masa total. Esta diferencia resulta en lo que se denomina ***tensión superficial*** $\mathscr{S}$, una fuerza por longitud unitaria: $\mathscr{S} = F/L$. Una característica de la tensión superficial es que disminuye al aumentar la temperatura, pero a una temperatura particular resulta constante e independiente del área de la superficie. Si una película de líquido se va extendiendo (como burbuja de jabón) se crea más superficie y el trabajo realizado sobre la película sirve para traer más moléculas desde la masa interior hasta la superficie. Consideremos que se extiende la película una distancia $dx$ perpendicularmente a la longitud $L$; entonces,

(2-15) $$dW = F\,dx = \mathscr{S}L\,dx = \mathscr{S}\,dA$$

Si $\mathscr{S}$ es la misma en todas direcciones en un instante particular, la integral $\int \mathscr{S}\,dA$ da el trabajo de tensión superficial para el cambio de área $\int dA$. El signo del valor numérico se puede asignar de acuerdo con la convención establecida.

### Ejemplo

Una burbuja esférica (o pompa) de jabón de radio $r$, se forma soplando a través de una pequeña boquilla con jabonadura. Si $r = 6$ plg y la tensión superficial es $\mathscr{S} = 15$ din/cm, hallar el trabajo de entrada necesario para vencer la tensión superficial en la burbuja.

**Solución.** Utilizando la ecuación (2-15)

$$W = \int \mathscr{S}\cdot dA = \mathscr{S}\cdot A = \mathscr{S}(4\pi r^2)$$

$$= (15\ \text{din/cm})(4\pi)(6\ \text{plg})^2(2.54\ \text{cm/plg})^2$$

$$= 43\,850\ \text{din·cm}$$

$$= 3.235 \times 10^{-3}\ \text{pie·lbf}$$

## 2.13 TRABAJO ELECTRICO

Una ley de conservación asociada a la electricidad es que la *carga total neta de un sistema aislado es constante.* La unidad básica de carga eléctrica es, en magnitud, la de un electrón —que es negativa— y se llama ***carga elemental*** $e$ ($e = 1.60210 \times 10^{-19}$ coulomb, la carga más pequeña conocida), pero en circuitos eléctricos comunes, 1 coulomb (C) es un valor más práctico; $1\ C = 6.242 \times 10^{18}\, e$. La corriente eléctrica es la intensidad de flujo de la carga; específicamente, 1 A (ampers) = 1 C/s, o bien,

$$\text{(2-16A)} \qquad \mathscr{I} = \frac{d\mathscr{Q}}{d\tau} \qquad \text{ampere} \rightarrow \frac{\text{coulomb}}{\text{segundo}}$$

donde $d\mathscr{Q}$ es una pequeña cantidad de carga que atraviesa una cierta frontera (el sistema puede ser un conductor de alambre) durante el tiempo $d\tau$. La diferencia de potencial $\Delta\mathscr{E}$ (en volts) entre dos fronteras es trabajo por unidad de carga, $dW/d\mathscr{Q}$. Para una $\Delta\mathscr{E}$ particular se tiene

$$\text{(2-17)} \qquad \Delta\mathscr{E} = \frac{dW}{d\mathscr{Q}} \qquad \text{o sea,} \qquad dW = (\Delta\mathscr{E})\, d\mathscr{Q}$$

con $W$ en las unidades $V \cdot C = J = N \cdot m = W \cdot s = V \cdot A \cdot s$. [El trabajo que atraviesa una sección transversal de un conductor es $\mathscr{E}\mathscr{Q}$, donde $\mathscr{E}$ es el potencial medido por encima de un valor de referencia apropiado; por consiguiente, $(\Delta\mathscr{E})\mathscr{Q}$ es la energía eléctrica entregada o recibida cuando el cambio de potencial es $\Delta\mathscr{E}$.] La ecuación (2-17) resulta análoga a $p\,dV$ y $F\,dy$, cada una de las cuales es una propiedad intensiva —como $\Delta\mathscr{E}$— multiplicada por el cambio en una propiedad extensiva —como $d\mathscr{Q}$.

Utilizando en (2-16A) el valor de $d\mathscr{Q}$ de la ecuación (2-17), se tiene

$$\text{(2-16B)} \qquad \mathscr{I} = \frac{dW}{\Delta\mathscr{E}\, d\tau} \qquad \text{o bien} \qquad \frac{dW}{d\tau} = \dot{W} = \mathscr{I}\,\Delta\mathscr{E}$$

expresado esto en $V \cdot A = W = J/s = V \cdot C/s$. Los circuitos eléctricos tienen resistencias que inevitablemente resultan en pérdidas de trabajo. El ohm (símbolo = Ω), la unidad de la resistencia $\mathscr{R}$, es la que permite que una corriente de 1 A fluya a través de una caída potencial de 1 V, o sea, $\mathscr{R} = \Delta\mathscr{E}/\mathscr{I}$. En una celda electroquímica (pila o "batería"), la diferencia de potencial entre terminales es la FEM sin carga generada por la celda menos la pérdida interna de potencial $\mathscr{I}\mathscr{R}$. En las aplicaciones comunes suele suponerse que esta pérdida interna es despreciable. Tratándose de un motor, $\Delta\mathscr{E}$ es la fuerza contra-electromotriz (FCEM), o sea $\mathscr{E}_b$ y la ecuación (2-16B) será $\dot{W} = \mathscr{I}\mathscr{E}_b$.

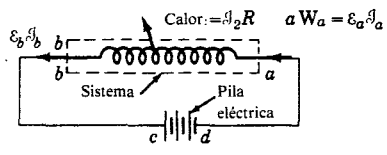



**Fig. 2/3.** *Efecto de Joule.* El propio elemento de resistencia es el sistema, y la energía fluye como se indica.

Consideremos el sistema de resistencia eléctrica de la figura 2/3 y sean $\mathscr{E}_a\mathscr{I}_a$ y $\mathscr{E}_b\mathscr{I}_b$ las energías entrante y saliente, o bien, considérese la diferencia $\Delta\mathscr{E}\mathscr{I}$. Esta pérdida de energía primaria hace elevar la temperatura del conductor de la bobina del resistor; por

lo tanto, el calor comienza a pasar al medio circundante. Utilicemos $\Delta\mathscr{E} = \mathscr{I}\mathscr{R}$ de la definición de resistencia, y entonces la diferencia en las energías eléctricas de las fronteras será

$$\Delta\mathscr{E}\mathscr{I} = \mathscr{I}^2\mathscr{R} = \text{efecto Joule} \tag{2-18}$$

en $W(= A^2 \cdot \Omega)$, pérdida que aparece como calor que sale de la resistencia. Joule fue el primero en exponer esta idea. Como se muestra en el diagrama de energía de la figura 2/3, $\mathscr{I}^2\mathscr{R}$ es un número positivo y se muestra por tanto en la dirección correcta del cambio (aunque $\Delta\mathscr{E}$ es algebraicamente negativa).

### 2-14 Ejemplo

Un acumulador ("batería secundaria") genera una FEM de 18 V, que es la $\Delta\mathscr{E}$ en sus terminales (fig. 2/3), en tanto que suministra 15 A. ¿Qué potencia se desarrolla en hp y cv? ¿Cuánto vale el efecto Joule y la resistencia de *a* a *b* si las resistencias de *b* a *c* y de *d* a *a* son despreciables?

**Solución.** Utilizando la ecuación (2-16B), con las constantes de conversión tomadas de B 38, se tiene

$$\dot{W} = \mathscr{I}\Delta\mathscr{E} = (15)(18) = 270 \text{ W}$$

$$\dot{W} = \frac{270 \text{ wt}}{746 \text{ wt/hp}} = 0.362 = 0.365 \text{ cv}$$

que es la potencia de salida de un motor ideal (100% de eficiencia) conectado a la batería en vez de la resistencia. Si no existen otras pérdidas de potencial, la caída en la resistencia *ab* está equilibrada por la FEM del acumulador, por consiguiente,

$$\text{Efecto Joule} = (0.362 \text{ hp})(42.4 \text{ Btu/hp} \cdot \text{min}) = 15.3 \text{ Btu/min}$$

$$\mathscr{R} = \frac{\Delta\mathscr{E}}{\mathscr{I}} = \frac{18}{15} = 1.2\ \Omega$$

## 2.15 ECUACION DE TRABAJO GENERALIZADA

Como se observó antes, las expresiones del trabajo se pueden poner en formas análogas, como se ilustra en los siguientes ejemplos.

Las cargas eléctricas se pueden almacenar en capacitores (o condensadores). Supóngase que se inserta un dieléctrico entre las placas paralelas (de longitud indefinida) de un capacitor; el trabajo efectuado en el cambio por unidad de volumen es $dW/V = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{p}$, donde **E** es la intensidad del campo eléctrico ($\Delta\mathscr{E}$ por metro) en un punto del dieléctrico y **p** es el desplazamiento dieléctrico (o inducción eléctrica) (carga $\mathscr{Q}$ por unidad de área).

El trabajo empleado en magnetizar o desmagnetizar un sólido, considerando un volumen unitario, es $dW/V = \mu_0 \mathbf{H}\, d\mathbf{M}$, donde **H** es la intensidad magnética en el material, **M** es el momento magnético y $\mu_0$ es la permeabilidad magnética del vacío, una constante.

Un repaso de las ecuaciones para el trabajo muestra que, dimensionalmente, todas son de la forma: (propiedad intensiva) × (propiedad extensiva). Se deduce que se podrían emplear símbolos individuales para todas las propiedades intensivas y extensivas pertinentes y escribir

$$dW = \mathbf{F}_G \cdot d\mathbf{X}_G \tag{2-19}$$

donde $\mathbf{F}_G$ es una fuerza generalizada y $\mathbf{X}_G$ es un desplazamiento generalizado. Es posible considerar la ecuación (2-19) como una definición también general de $W$; o sea, siempre que $W$ aparezca en una ecuación casi siempre aplicable, podría ser alguna forma, o cualquier combinación de las diversas maneras en las que se puede evaluar el trabajo, a menos que por el contexto sea evidentemente una en particular. En este libro se considerará con frecuencia como el trabajo de un sistema de fluido.

## 2.16 ENERGIA DE FLUJO

La energía de flujo es una forma especial de trabajo que es significativa en una corriente o masa de fluido en movimiento; no depende de la función $p = p(V)$. La ***energía de flujo*** (también llamada a veces *trabajo de flujo)* es trabajo realizado al empujar un fluido a través de una frontera, generalmente hacia adentro o hacia afuera de un sistema. Se podría incluir en la suma de todos los efectos de trabajo de un sistema para evaluar el trabajo neto, pero es más conveniente considerarlo como término de energía de clasificación especial. En la figura 2/4, consideremos que una pequeña cantidad $V$ de esta sustancia está a punto de atravesar la frontera 1 y entrar al sistema. Para que se introduzca en este último debe efectuar trabajo sobre ella en cantidad suficiente para desplazarla contra la resistencia (a presión $p = p_1$, y por la sección transversal uniforme $B$) que ofrece el sistema. La fuerza resistente constante $F$ es $pA$, y el trabajo realizado contra esta resistencia al hacer pasar una cantidad de fluido que abarca la longitud $L$, a través de la frontera, es $FL = pAL = pV$, siendo $V = AL$ el volumen de fluido desplazado a través de la frontera. Una cantidad de energía igual a $p_1V_1$ atraviesa, por tanto, dicha frontera, figura 2/4, y entra al

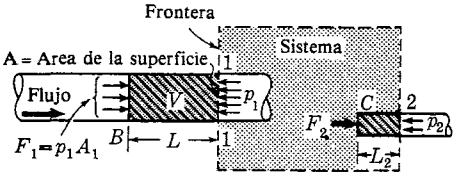



**Fig. 2/4.** *Energía de flujo.* Se puede considerar a la energía (o trabajo) de flujo producida por un pistón, en $B$ y en $C$. La presión a través de la sección transversal del tubo se supone uniforme.

sistema. En forma semejante, existe una cantidad de energía saliente $p_2V_2$ si una sustancia sale del sistema, por ejemplo, por la frontera 2. Sea el símbolo para esta cantidad de energía $E_f = pV$. Para obtener otras formas se utiliza el volumen específico $v$ y resulta así

(2-20A) $$E_f = pV = mpv \qquad dE_f = pv\,dm = d(pV)$$

(2-20B) $$E_f = pv \qquad dE_f = d(pv) \qquad \text{[POR UNIDAD DE MASA]}$$

Si interviene el tiempo, la intensidad de flujo es $\dot{m}$ (por ejemplo, en kg/seg) y $\dot{E}_f = pv\dot{m}$, $= p\dot{V}$, un valor instantáneo si la densidad de flujo (o flujo de masa) es variable. Puesto que $p$, $v$ y $V$ son propiedades, $pv$ y $pV$ lo son también; en consecuencia, la energía de flujo neta de un sistema abierto, con una entrada y una salida (fig. 2/4) es

**(a)** $$\Delta E_f = E_{f2} - E_{f1} = p_2V_2 - p_1V_1 \qquad \text{o bien} \qquad \Delta E_f = p_2v_2 - p_1v_1$$
[POR UNIDAD DE MASA]

donde $p$ es la presión absoluta (por ejemplo, en kgf/cm$^2$), $V = mv$, el volumen de la masa de sustancia que atraviesa una frontera y $v$ es el volumen específico, cada uno medido

en la frontera considerada; $pv$ y $pV$ representan energía *solamente* en el caso de las circunstancias definidas antes. Si el fluido atraviesa la frontera en varios sitios, $i$, la energía neta de flujo es la suma algebraica: "salida" menos "entrada"; o sea

(b) $$E_{f\,\text{neta}} = \sum_i p_i V_i$$

Puesto que la energía necesaria para producir el flujo en un tubo no se crea sola, se puede considerar que el trabajo de flujo $E_f$ se origina, por ejemplo, en una bomba localizada corriente arriba o a partir de la energía potencial de un depósito. Sin embargo, en su concepto básico, *no* es trabajo de bombeo; existe debido a que se consume energía en alguna parte para ocasionar el movimiento de fluido a través de una frontera, límite de un sistema, que se establece en cualquier sitio que se desee a través de la corriente.*

### Ejemplo

La energía de flujo de un volumen de 5 pie$^3$ de un fluido que pasa por una frontera hacia un sistema es de 80 000 pie·lbf. Determine la presión en este punto.

**Solución.** Por la ecuación (2-20A)

$$E_f = pV$$
$$p = E_f/V = (80\,000 \text{ pie·lbf})/(5 \text{ pie}^3)$$
$$= 16\,000 \text{ lbf/pie}^2 = 111 \text{ lbf/plg}^2$$

## 2.17 CALOR—UNA DESCRIPCION MICROSCOPICA

Ya se ha empleado varias veces la palabra *calor,* quizá inicialmente en relación con la temperatura. Como el trabajo, el calor origina cambios en las propiedades microscópicas y según nuestro punto de vista es una palabra técnica. *El calor Q es energía en transición (en movimiento) desde un cuerpo o sistema hasta otro, debido sólo a la diferencia de temperatura entre los sistemas.* ** La interacción ocurre por *radiación* o por *conducción*, fenómenos cuyos mecanismos se deben comprender en forma elemental.

El calor radiante es una emanación electromagnética; todos los cuerpos radian calor. Si dos cuerpos están interactuando sólo con calor radiante, el cuerpo más caliente radia más calor que el que recibe y el cuerpo más frío radia menos calor que el que recibe. El concepto aceptado de energía radiante proviene de la teoría cuántica (o del *quantum)* de Planck (1858-1947), verificada por completo, que supone que la radiación se efectúa en cantidades o porciones discretas, llamadas ***fotones*** o ***cuantos;*** la energía de un fotón es $\varepsilon_o = h\nu$, donde $h = 6.6256 \times 10^{-34}$ J·s es la constante de Planck, y $\nu$ (en s$^{-1}$) es la frecuencia en ciclos por segundo (hay que recordar de la física, que una partícula puede considerarse que tiene propiedades de onda). La radiación total durante un cierto intervalo de tiempo es un múlti-

* Se podría haber clasificado el trabajo de flujo y el trabajo de la gravedad o de cualquiera otra fuerza de cuerpo, como parte del trabajo asociado a un sistema. Sin embargo, se prefirió que el término *trabajo* y el símbolo $W$ represente el que un sistema puede o podría suministrar al eje de una máquina.

** En lenguaje no técnico, la palabra *calor* se aplica a la energía molecular, que aquí hemos denominado *energía interna.* Si el lector conserva todavía esta noción, debe esforzarse en tratar de sustituirla por la definición dada. Así mismo, algunos autores no clasifican como energía al trabajo y al calor. En este libro sí se los considerará como energía, debido a la falta de una denominación común que se aplique a todos los términos de una ecuación de balance de energías.

plo de $h\nu$, pero obsérvese que $h\nu$ no es una constante, sino que depende de $\nu$. Puesto que un fotón se mueve a la velocidad de la luz $c \approx 3 \times 10^8$ m/s, su longitud de onda $\lambda$ correspondiente a una frecuencia particular es $\lambda = c/\nu$, de ahí que

**(a)** $$\varepsilon_o = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

Si un sistema radia un cuanto de calor sin recibir nada de energía, el estado permitido de alguna molécula habrá cambiado de manera que la energía en la molécula es menor en 1 cuanto que antes, lo cual puede significar que su energía vibracional, por ejemplo, es menor en la cantidad $h\nu$.

En este contexto se debe mencionar el espectro total de radiación. De acuerdo con el modelo de Bohr para un átomo (que consiste en electrones negativos que giran alrededor de un núcleo —o aglomeración de protones y neutrones— cargado positivamente siguiendo el modelo planetario), el electrón puede moverse sólo en ciertas órbitas (lo que es una manera simplificada de decirlo), las cuales son ***estados permitidos*** del electrón. Cuando un electrón se mueve desde una órbita hasta otra, el cambio de órbita (más cualquier otro cambio en la energía del átomo) debe ser tal que la energía del átomo cambie en la cantidad correspondiente a uno o más fotones. Cuando el electrón está en su órbita más pequeña se halla en el estado normal o estable. Si, por colisión con otra partícula o átomo, el electrón se moviera a una órbita mayor, su energía aumentará en múltiplos de $h\nu$, dependiendo la cantidad total para una frecuencia particular de si se mueve hacia la siguiente órbita mayor permitida (1 $h\nu$), o salta a una órbita aún mayor. El átomo con sus electrones por encima de su estado estable se dice que está *excitado* o en *estado de excitación*.

Los sistemas con átomos excitados emiten radiación de muchas longitudes de onda (o frecuencia) diferentes, y los detalles no se tratarán aquí; y el calor radiante, la radiación que tiene más interés en este estudio, corresponde a una parte pequeña del espectro. Esto se ve a partir de las longitudes de onda típicas siguientes[1.27] indicadas entre paréntesis, en metros (la línea divisoria entre los llamados rayos no está bien definida): rayos cósmicos ($10^{-12}$ y menor), rayos gama ($10^{-12}$ a $10^{-11}$), rayos X ($10^{-12}$ a $10^{-8}$), rayos ultravioleta ($10^{-8}$ a $4 \times 10^{-7}$), luz visible ($3.8 \times 10^{-7}$ a $7.8 \times 10^{-7}$), radiación infrarroja o ***calorífica*** ($7 \times 10^{-7}$ a $10^{-3}$), microondas, radar ($10^{-2}$ a $10^{-1}$), televisión, radio de FM (1 a 10), radio de onda corta (10 a $10^2$), radio de AM ($10^2$ a $10^3$), y radiocomunicaciones marítimas ($10^3$ a $10^4$).

Una energía de importancia rápidamente creciente desde el punto de vista del "calentamiento" es la de las microondas, utilizada también para destruir gérmenes y que tiene posibilidades en la transmisión de potencia. Cuando estas ondas se concentran en soluciones salinas, agua y algunas otras sustancias, las moléculas se polarizan y quedan alineadas con el campo eléctrico. Pero puesto que los campos de microondas se invierten y alternan rápidamente, las moléculas polarizadas oscilan de inmediato (hay vibración de los átomos) continua y velozmente, lo que significa que su contenido de energía aumenta en forma súbita. Debido a que estas ondas, contrariamente a las infrarrojas ordinarias, penetran muy profundo en algunos sólidos con alta intensidad, todo el cuerpo afectado experimenta una repetina elevación de temperatura. Este fenómeno, como se sabe, está siendo empleado en los hornos de cocción "instantánea" que actúa principalmente sobre la molécula de $H_2O$, y cuecen una papa o patata en 5 minutos.

La principal fuente de energía para la Tierra es la energía radiante del Sol, principalmente en la parte infrarroja del espectro, siendo la porción interceptada por la Tierra obviamente sólo una fracción minúscula de la radiación solar total. Repasando la noción básica se ve que, microscópicamente, esta forma de energía de transición (radiación) es una consecuencia de las briznas (cuantos) de energía almacenada que salen del sistema, siendo estas

porciones tan pequeñas y el número total de moléculas tan grande que, en la escala macroscópica, parecen continuos los cambios en la cantidad de radiación y en las propiedades del sistema. En comparación con los metales, los gases son radiadores deficientes.

El fenómeno de transmisión de calor por ***conducción*** es completamente distinto. En un gas, las moléculas de la parte más caliente se mueven más rápido que en la parte más fría; la conducción en este caso es el proceso de colisión de las moléculas con más rápido movimiento ("más calientes"), que chocan con las más lentas y les comunican algo de su energía. (Las colisiones son realmente más complejas que las de simple respuesta elástica. A medida que las moléculas se aproximan entre sí la fuerza de atracción se convierte en fuerza de repulsión.) Una acción de esta especie ocurre también en un líquido, donde el movimiento de las moléculas es mucho más restringido. En forma adicional, algo de energía de vibración de la molécula (§2.6) puede también ser comunicada durante una interacción molecular, pero este tipo de transmisión de energía es más significativo y eficaz en el caso de los sólidos, donde las moléculas no se desplazan sino que sólo vibran. En la mayor parte de los sólidos las vibraciones moleculares en la región más caliente, al ser comunicadas a moléculas adyacentes, explican la cantidad principal de calor transmitida por conducción. Sin embargo, *en los metales,* la mayor parte de la energía se mueve desde la región más caliente, *y el movimiento de los electrones libres* es hacia la parte más fría. Es por esta razón que la buena conductividad térmica acompaña a la buena conductividad eléctrica.

También se habla de calor transmitido por ***convección,*** pero éste es simplemente un transporte de moléculas más energéticas de un lugar a otro. Si entra calor a un gas por la parte inferior de su recipiente, la masa de gas más caliente se expande, se vuelve más ligera por unidad de volumen, y comienza a ser reemplazada según movimientos gravitacionales —que dan lugar a la llamada *convección libre*— por las partes más densas y frías del gas. Desde luego, en forma simultánea, las moléculas más energéticas chocan con las de menor energía, como se describió antes. Un razonamiento semejante se aplica a los líquidos. En un caso bien conocido, el aire que rodea al hogar de un sistema de calefacción con aire caliente recibe calor por radiación y por conducción. Este aire calentado, siendo más ligero, se eleva y circula naturalmente por la casa (o es impulsado por un ventilador, originando la llamada *convección forzada*), transfiriendo así energía por radiación y conducción que sirve para mantener calientes a la casa y su contenido. Cuando ocurre esta serie de eventos decimos que el calor ha sido transmitido por convección, aunque la energía no es calor mientras es transportada por la sustancia, sino sólo cuando es absorbida o cedida. En nuestro estudio se considerará la energía de convección por medio de las energías asociadas al movimiento de un fluido.

Por su naturaleza, $dQ$ no es una propiedad ni una diferencial exacta; por consiguiente, $\int dQ \neq Q_2 - Q_1$, pero $\int dQ = Q$—o bien, $Q_{1\text{-}2}$— lo que significa el calor en el sistema mientras éste pasa por un proceso entre los estados 1 y 2. Una diferencia notable entre trabajo y calor es que el trabajo se puede convertir por completo en calor (o, en el caso ideal, íntegramente en otras formas de energía), pero el calor no puede ser transformado completamente en trabajo en la máquina termodinámica más perfecta que la mente humana pueda concebir. Este concepto se repetirá muchas veces en los siguientes capítulos.

## 2.18 CALOR ESPECIFICO A VOLUMEN CONSTANTE

Definiremos primero dos valores de calor específico* que son de gran utilidad —los determinados a volumen constante $c_v, C_v$ y a presión constante $c_p$, $C_p$. El calor específico a volumen

* Al calor específico, a veces, también se le llama *capacidad térmica específica* y *capacidad calorífica*. La palabra *capacidad* proviene de la época de la teoría del calórico, cuando se consideraba al calor como un fluido imponderable que se almacenaba en un cuerpo; el término *calorífica* es impropio en este caso también.

constante de una sustancia pura es el cambio de energía molecular interna $u$ por unidad de masa (o bien, por mol) por grado de cambio de temperatura, cuando los estados finales son estados de equilibrio del mismo volumen:

$$C_v \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \text{ y } C_v \equiv \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial T}\right)_v \tag{2-21}$$

donde $c_v$ es por unidad de masa y $C_v$ se denomina ***calor específico molar,*** $u$ es la energía interna específica, $\bar{u}$ es la energía interna molar (para 1 mol); $C_v = Mc_v$. En general, un símbolo de propiedad, como $v$ en (2-21), utilizado como subíndice significa que la propiedad se mantiene constante. Debido a esto, la notación matemática es entonces la de las derivadas parciales con $\partial$ para indicar que el cambio (en este caso, de $u$) está sometido a la restricción *de c* constante. Las unidades de $c_v$ y $C_v$ son, por ejemplo, kcal/kg·K y kcal/kgmol·K, o bien Btu/lb·°R y Btu/lbmol·°R.




**Fig. 2/5.** *Sistema de volumen constante.* Se aplica la ecuación (2-22) $dQ = du + dW$ con $dW = p\,dV = 0$; por tanto, $dQ = du$ y $Q = \Delta u$ —para este proceso únicamente. El valor medio $c_v = (\Delta u/\Delta T)_v$, es adecuado para $\Delta T = T_2 - T_1$.

Consideremos un sistema cerrado de volumen constante y sin flujo con un fluido gaseoso, figura 2/5, para el cual $dQ = du + dW$. Puesto que $dW = p\,dv$ para un proceso interiormente reversible y siendo además $v$ constante, se tiene que $dQ]_v = du$ para la unidad de masa y $dQ]_v = m\,du = dU$ para una masa $m$. Por lo tanto, tratándose de cualquier proceso interiormente reversible en el que $V = C$, $v = C$, el calor está dado por

$$Q_v = \int dU = m\int_1^2 c_v\,dT\Big]_v \quad \text{y} \quad Q_v = \Delta u = \bar{c}_v(T_2 - T_1)]_v \tag{2-22}$$

[INTERIORMENTE REVERSIBLE] [POR UNIDAD DE MASA, $c_v$ CONSTANTE]

donde $c_v = c_v(T)$ y $\bar{c}_v$ es un cierto valor medio para adaptarse al intervalo de temperatura de $T_1$ a $T_2$.* Cualquier ecuación de energía establecida para la unidad de masa de una sustancia pura, también se puede interpretar para 1 mol; $d\bar{u} = C_v dT]_v$, $\Delta\bar{u} = \int C_v dT]_v$.

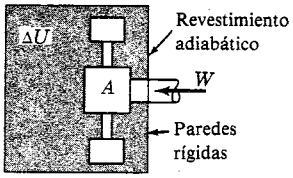



**Fig. 2/6.** *Proceso isométrico irreversible.* Las aspas o paletas y todo el mecanismo están "recubiertas con una capa de material adiabático", esto es, se supone que el dispositivo $A$ no absorbe ningún calor.

* Puesto que existe con frecuencia una elección de variables en una integración particular, se usará aquí en general la notación simple con 1 y 2, etc., para designar los límites. En la ecuación (2-22) normalmente son $T_1$ y $T_2$. En cualquier otro caso, los límites puede ser también $p_1$ y $p_2$, o $V_1$ y $V_2$, etc.

Ahora se estudiará el proceso irreversible $V = C$ de la figura 2/6, donde la energía de entrada es el trabajo $W$ que impulsa un ventilador $A$ (en este caso no hay calor). Las aspas del ventilador que golpean las moléculas les transmiten energía haciendo que se eleve su velocidad molecular media (y la temperatura del gas); a fin de que sea significativa, la impulsión debe ser vigorosa. Evidentemente es posible realizar con trabajo de entrada el mismo cambio de estado que se observó al suministrar calor de entrada (fig. 2/5). Puesto que no aparece calor en la figura 2/6, $Q = 0$, y por consiguiente, $Q \neq m \int c_v dT$, debido a que $m$, $c_v$ y $\Delta T$ son todas cantidades finitas; pero $\int dU = U_2 - U_1 = m \int c_v dT]_v$ para un evento entre cualesquiera dos estados de equilibrio 1 y 2; $V_1 = V_2$ y $m = C$. Además, $W \neq \int p\, dV$ ya que no hay movimientos de frontera —lo que resulta en $\int p\, dV = dV = 0$— pero el trabajo $W$ no es cero. Este proceso de ventilación no es reversible, porque después de que ha cambiado el estado del sistema y se detiene el ventilador, esta máquina no comienza a girar de nuevo ni a suministrar trabajo obtenido del sistema. Sucede que es posible imaginar una forma de recobrar *algo* del trabajo de entrada que regresa al medio circundante como trabajo, pero no existe ningún modo posible de conseguir que todo regrese. El sistema de la figura 2/5 es interiormente reversible en el sentido de que cuando sólo hay cambios de estado por calor, se necesita tener solamente al sistema en un ambiente donde la misma cantidad de calor es cedida y el sistema retorna a su estado original, siendo el calor la causa del cambio en ambos sentidos.

## 2.19 CALOR ESPECIFICO A PRESION CONSTANTE

El calor específico a presión constante de una sustancia pura es el cambio de entalpia o entalpía (ver su definición en §§3.1 y 4.5) para una unidad de masa (o un mol) entre dos estados de equilibrio a la misma presión por grado de cambio de temperatura;

$$c_p \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p \quad \text{y} \quad C_p \equiv \left(\frac{\partial \bar{h}}{\partial T}\right)_p \tag{2-23}$$

donde $h = (u + pv)$ es la entalpia específica y $\bar{h}$ es la entalpia de 1 mol; $C_p = Mc_p$.

Tratándose del sistema cerrado de la figura 2/7, la ecuación de energía (2-34A), $dQ = du + dW = du + p\, dv$, para $p = C$, será

$$dQ_p = du + p\, dv = du + d(pv) = dh \tag{2-24}$$

en el caso de un proceso interiormente reversible de masa unitaria. El trabajo sin flujo efectuado sobre el pistón, $\int p dv = p(v_2 - v_1)$ es el único trabajo del sistema. En el caso de las restricciones antes especificadas.

$$Q_p = \Delta H = m \int_1^2 c_p dT]_p \qquad Q_p = \Delta h = \bar{c}_p (T_2 - T_1)]_p \tag{2-25}$$

[INTERIORMENTE REVERSIBLE] [POR UNIDAD DE MASA, $c_p$ CONSTANTE]

donde $c_p = c_p(T)$ y $\bar{c}_p$ es un valor medio apropiado a la presión y al intervalo de temperatura de $T_1$ a $T_2$. A fin de reducir los cálculos, con frecuencia se utilizan valores medios de $c_v$ y $c_p$. Cuando los calores específicos $c_v$, $c_p$ han sido afectados significativamente por la presión existente es necesario un enfoque más elaborado (Cap. 11). Observemos que $dh = c_p\, dT]_p$ en cualquier caso, pero $Q_p = \Delta h$ sólo para el sistema con un proceso interiormente reversi-

ble, sin flujo, y para algunos sistemas con flujo constante (o estable), como se definirá más adelante.




**Fig. 2/7.** *Sistema isobárico.* La presión está equilibrada por una carga constante $F$ más la presión ambiente, $p_o$, ejercidas sobre un émbolo móvil, sin fricción. El valor medio de $c_p$ para un cierto intervalo de temperatura $\Delta T$ es $c_p = (\Delta h/\Delta T)_p$.

## 2.20 RELACION DE CALORES ESPECIFICOS

Puesto que la ***relación de calores específicos*** $k$ aparece con frecuencia en las ecuaciones de la termodinámica es conveniente un símbolo para ella:

$$(2\text{-}26) \qquad k \equiv \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_p}{C_v} \quad \textit{siempre} > 1 \quad c_p = kc_v \qquad C_p = kC_v$$

## 2.21 CALORES ESPECIFICOS DE UN GAS IDEAL

En el caso de un *gas ideal* ($pv = RT$), se demostrará (Cap. 6) que las restricciones de volumen constante y presión constante, respectivamente, en las ecuaciones (2-21) y (2-23) no son necesarias —lo cual también es cierto en muchas situaciones reales. Para tal sustancia.

$$(2\text{-}27) \qquad du = c_v\,dT \quad \text{y} \quad dh = c_p\,dT \qquad \text{[GAS IDEAL]}$$

no importa lo que suceda al volumen o a la presión. Concluiremos que $dh/du = k$, o bien $\Delta h/\Delta u = \bar{k}$, un valor medio para un gas ideal.

## 2.22 ASPECTOS MICROSCOPICOS DEL CALOR ESPECIFICO

Al examinar algunos de los mecanismos moleculares se advertirá por qué varían los calores específicos. El gas ideal fue definido en la sección § 1.13 al deducir la ecuación de la teoría cinética elemental (1-7) para la presión, $p = Nm\overline{v^2}/(3V)$, donde $N$ es el número total de moléculas en un volumen $V$, $m$ es la masa de cada molécula y $\overline{v^2}$ es el cuadrado medio de la velocidad molecular. En § 1.17 se estableció la ecuación del gas ideal, $p\bar{v} = \bar{R}T$, que se puede escribir también $pv = RT$, donde el volumen específico $v$ es $\bar{v}/M$, o sea, el volumen molar (por ejemplo, en $m^3$/kgmol) dividido entre la masa molecular $M$ (en kg/kgmol), y $R = \bar{R}/M$, siendo $\bar{R}$ la constante universal de los gases y $R$ se conoce como ***constante específica de un gas.*** Al mismo tiempo, se halló la ecuación (1-12A).

$$(1\text{-}12\text{A}) \qquad p\bar{v} = \bar{R}T = \frac{2N_A}{3}\left(\frac{\overline{mv^2}}{2}\right)$$

donde $N_A$ es el número de Avogadro, es decir, el número de moléculas en un mol. Puesto que $m\overline{v^2}/2$ es la energía cinética media de traslación por molécula, $N_A m\overline{v^2}/2$ es la energía cinética

total *de traslación* de todas las moléculas en un mol; llamemos a esto $\bar{u}_t$, para 1 mol. Luego, de (1-12A)

$$\bar{u}_t = N_A \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3\bar{R}T}{2} \tag{2-28}$$

Naturalmente, el vector velocidad $v$ tiene tres componentes con respecto a los ejes de referencia elegidos, y como se ha decidido (§ 1.13) donde el número de moléculas es grande (el sistema usual), la componente media de velocidad en la dirección $x$ es la misma que en la dirección $y$, o en cualquier otra dirección. Lo anterior está de acuerdo con el *principio de equipartición de la energía* de Boltzmann, que dice en efecto que la energía cinética total de traslación se puede considerar en tres partes iguales ($v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$). El concepto es que el cuerpo en traslación (solamente) tiene tres grados de libertad $f$ correspondientes a las coordenadas de localización $x$, $y$, $z$. se puede decir entonces que la energía molecular interna *total* de la molécula *monoatómica* ideal es $\bar{u} = f\bar{R}T/2$ para 1 mol, donde $f = 3$, ecuación (2-28). Además, se sabe que el principio de equipartición es aplicable a otras formas de energía molecular (pero no a la energía de electrones). Generalizando, se tiene

$$\bar{u} = C_v T = \frac{f\bar{R}T}{2} \quad \text{o bien} \quad C_v = \frac{f\bar{R}}{2} \tag{2-29}$$

dividiendo entre $M$ ($C_v/M = c_v, \bar{R}/M = R$), se tiene

$$u = c_v T = \frac{fRT}{2} \quad \text{o bien} \quad c_v = \frac{fR}{2} \tag{2-30}$$

Para este gas *ideal* se puede transformar la definición de entalpia $h = u + pv$ a $h = u + RT$, puesto que $pv = RT$. Luego por $h = c_p T$, y $u = c_v T$, se obtiene

$$c_p T = c_v T + RT \quad \text{o bien} \quad c_p = c_v + R \tag{2-31A}$$

$$C_p T = C_v T + \bar{R}T \quad \text{o bien} \quad C_p = C_v + \bar{R} \tag{2-31B}$$

donde cada término de una misma ecuación está en las mismas unidades. Se concluye que

$$c_p = \left(1 + \frac{f}{2}\right)R \qquad C_p = \left(1 + \frac{f}{2}\right)\bar{R} \tag{2-32}$$

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_p}{C_v} = \frac{1 + f/2}{f/2} = \frac{2}{f} + 1 \tag{2-33}$$

Si se consideran moléculas diferentes, el gas monoatómico tiene energías de vibración y de rotación despreciables, y un cambio también despreciable de energía electrónica, excepto en altas temperaturas; por consiguiente, sus grados de libertad permanecen constantes en un intervalo amplio de temperatura a $f = 3$ y sus calores específicos están dados por (2-30) y (2-32). Las mediciones reales para gases monoatómicos muestran que $c_v, c_p$ permanecen virtualmente constantes a presiones "ordinarias" y de manera notable de acuerdo con esta teoría.

Consideremos lo que se sabe con respecto al hidrógeno. La variación de su $C_p$ se muestra en forma esquemática en la figura 2/8. Obsérvese que a baja temperatura, aproximada-

mente a 100°R y un poco abajo de este valor, su $C_p$ vale 4.96, el valor de (2-32) para $f = 3$ grados de libertad. El razonamiento es que a este nivel de temperatura, la energía rotacional y otras formas de energía son esencialmente cero, y la energía de la molécula es principalmente cinética de traslación. Si algunos cuantos de energía ($h\nu$, §2.17) entran ahora al gas, algunas de las moléculas adquirirán cuantos de energía rotacional, pero su temperatura estará determinada sólo por la energía cinética de traslación. Puesto que se requiere más calor (u otra clase de energía) para incrementar las energías de rotación y de traslación, el calor específico comienza a aumentar. La energía de una sola molécula cambia en la cantidad discreta de un cuanto —como se mencionó anteriormente— pero cuando intervienen tantos millones de moléculas, el cambio parece macroscópicamente como una curva alisada, por ejemplo, *AB* (fig. 2/8). Puesto que la molécula diatómica puede tener una energía cinética de rotación significativa con respecto a sólo dos ejes, su número de grados de libertad $f$ vale 5; es decir, 3 de traslación más 2 de rotación. De acuerdo con (2-32), $C_p = 3.5\bar{R} = 6.95$ Btu/lbmol·°R, el valor teórico del calor específico si todas o casi todas las moléculas están en su estado rotacional permitido (sin energía de vibración). Por fortuna, éste resulta ser el valor aproximado en la vecindad *BC* (fig. 2/8). Nótese que las temperaturas aquí son "ordinarias" y que existe un intervalo de temperatura significativo durante el cual $C_p$ varía poco, un hecho que puede ser comprobado en la información técnica.[0.6] No sólo eso, sino que el $C_p$ real está muy cercano a este valor teórico (ver B 1). El fenómeno físico principal a medida que la energía (en cuantos) entra al gas es el que se realiza entre *A* y *B*; más y más moléculas adquieren energías de rotación y en la parte a nivel entre *B* y *C*, están ocupados todos los estados rotacionales permitidos.

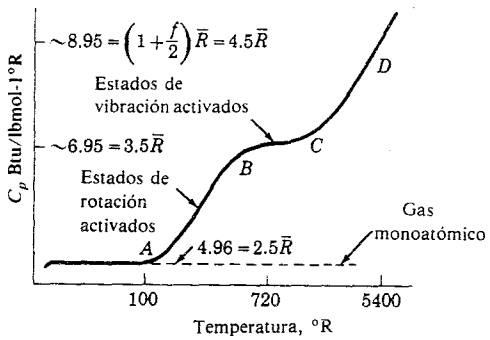



**Fig. 2/8.** *Calor específico a presión constante para* $H_2$. El eje horizontal es una escala logarítmica. Todos los calores específicos tienden a cero cuando $T \to 0$. Otros gases podrían tener una curva semejante desde *B* hasta *A* si no se condensaran primero (según King[2.7]).

A continuación viene el modo vibracional de energía (§§2.6, 2.11)[2.9] Como quiera que las moléculas actúan como osciladores cuando se activa este modo, los átomos tienen una cierta cantidad *media* de energía cinética, lo cual es otro grado de libertad; pero con esta vibración hay también una cantidad *media* de energía potencial (de uno con respecto a otro, en movimiento armónico), lo cual significa que $f$ en las ecuaciones (2-29), (2-30), (2-32) y (2-33) es el número de grados de libertad más 1, para tomar en cuenta la forma potencial. Por consiguiente, tratándose de un gas diatómico se tiene $f = 3$ (trasl.) + 2 (rot.) + 2 (vibr.) = 7. En consecuencia, la energía interna media de un mol es $\bar{u} = f\bar{R}T/2 = 7\bar{R}T/2$, ecuación (2-33) y $C_p = 4.5\bar{R} = 8.95$ Btu/lbmol·°R, ecuación (2-32). A medida que la temperatura continúa aumentado, empiezan a ocurrir efectos muy complicados, y en general, cuanto mayor sea la molécula, más baja será la temperatura a la cual serán evidentes macroscópicamente las complejidades, o sea, efectos complejos como vibración torsional, cambios de energía electrónica (los átomos se excitan y sus electrones empiezan a moverse a órbitas mayores), la energía de espín del electrón, ionización y disocia-

ción de la molécula en sus átomos. Para mayores detalles consúltese libros sobre termodinámica estadística y plasmas.

Una molécula poliatómica puede tener energía cinética rotacional con respecto a 3 ejes; por lo tanto, sus grados de libertad correspondientes a traslación y rotación con sólo 3 + 3 = 6. Su modo vibracional de energía también comienza a manifestarse a temperaturas relativamente bajas, pero cuanto mayor sea el número de átomos en la molécula, tanto más complejo será este modo. Nótese en qué forma tan repentina asciende la curva para $CO_2$ en la figura 2/9. La simple concordancia limitada entre los calores específicos reales y los

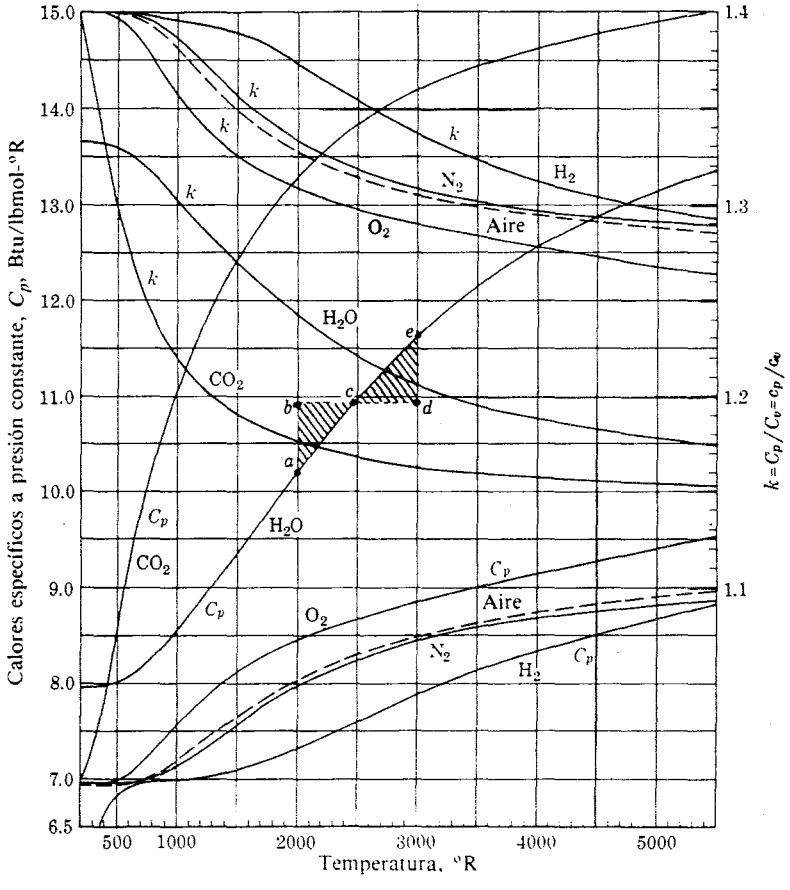



**Fig. 2/9.** *Calores específicos molares a presión constante baja.* Las curvas punteadas corresponden al aire. El calor específico molar a volumen constante de $R$ = 1.986 Btu/lbmol·°R es

donde los valores de $k$ están en la escala vertical de la derecha.

$$\text{[Ecuación (2-31)]} \quad C_v = C_p - 1.986, \text{ o bien, } C_v = C_p/k \text{ Btu/lbmol·°R},$$

$$c_p = C_p/M \quad \text{y} \quad c_v = c_p - R = C_v/M,$$

donde $R$ debe estar en las mismas unidades que $c_p$. Puesto que $\int C_p\, dT = \Delta\bar{h}$, el área bajo *ace* es $\Delta\bar{h}$ entre $T_1$ = 2 000°R y $T_2$ = 3 000°R para $H_2O(g)$. Se deduce que el valor medio apropiado de $C_p$ para evaluar $\Delta\bar{h}$ es uno que se elige de manera que el área bajo *abc* sea la misma que el área bajo *cde*; si la gráfica entre dichos estados es casi recta, el promedio aritmético para $T_1$ y $T_2$ será casi el valor medio $C_p$ (o $k$). (*Gráfica obtenida a partir de los datos en Keenan y Kaye, "Gas Tables", John Wiley & Sons, Inc.*)

de la teoría cinética se vuelve menos tangible. Puede observarse en B 1 cuán ampliamente diferentes son aquellos valores de $C_p$ para la variedad poliatómica.

En *ausencia de vibraciones internas* en moléculas de gas, los valores de $k$ a partir de los grados de libertad (teoría cinética) son: para un gas monoatómico $k = 1.667$; diatómico, $k = 1.4$; poliatómico, $k = 1.333$. Compárese lo anterior con los valores en B 1. Ver §11.23 para mayor información acerca de los calores específicos de los sólidos.

## 2.23 EXPLICACION DE LA VARIACION DE LOS CALORES ESPECIFICOS

Los mejores valores experimentales de calores específicos han sido determinados como consecuencia de la teoría cuántica y se llaman *calores específicos espectrográficos,* cuando se desea distinguirlos de los determinados por pruebas calorimétricas. Las funciones $c_p$ *(T)* en la Tabla I han sido ideadas para adaptarse a tales datos con precisión razonable *según los límites de temperatura especificados,* y se aplican para la sustancia a baja presión. (Graves inexactitudes pueden ocurrir en extrapolaciones.) Pueden hallarse a partir de la figura 2/9 como función de la temperatura, valores instantáneos y medios de los calores específicos; ver en esta figura la nota relativa a los valores medios.

## 2.24 CALORES ESPECIFICOS MEDIOS

El empleo de una ecuación para evaluar el calor específico, como práctica regular, se vuelve muy tedioso a menos que se tenga una calculadora o computadora para los cálculos necesarios. Para aligerar el problema se dispone de tablas y diagramas de propiedades como entalpia y entropía para muchas sustancias usuales (ver las obras de consulta al final, marcadas con los números 0.XX); pero si se han de efectuar repetidamente cálculos para un cierto intervalo de temperatura en el caso de sustancias gaseosas para las cuales no hay propiedades tabuladas, los calores específicos medios pueden ser una solución muy conveniente. Los valores medios apropiados resultan un poco diferentes, dependiendo de si el calor específico se emplea para calcular $\Delta h$, o bien, $\Delta u$, o si se utilizan para $\Delta s$:

**(a)** $$\bar{c} = \frac{\int c\,dT}{T_2 - T_1} \quad \text{o bien} \quad \bar{C} = \frac{\int C\,dT}{T_2 - T_1} \qquad \text{[PARA CALOR]}$$

**(b)** $$\bar{c} = \frac{\int c\,dT/T}{\int dT/T} \quad \text{o bien} \quad = \bar{C} = \frac{\int C\,dT/T}{\int dT/T} \qquad \text{[PARA ENTROPIA]}$$

donde $\int dT/T = \ln (T_2/T_1)$ entre los estados 1 y 2. Ver la definición de entropía (s) en §§3.1, 5.5.

## 2.25 OTRAS FORMAS DE ENERGIA

Las manifestaciones de energía que ocurren son de varias clases, de las cuales nos ocuparemos poco en este libro. Sin embargo, las leyes de la termodinámica se aplican a todas las formas de energía y con frecuencia son útiles en campos de estudio especializados. En resumen, hemos definido las siguientes formas de energía:

$P$, energía potencial, *almacenada*; el cambio es $P_2 - P_1$;
$K$, energía cinética, *almacenada;* el cambio es $K_2 - K_1$

## TABLA I Calores específicos variables a baja presión

Todas las ecuaciones deducidas de los datos espectrográficos: $c_v = c_p - R$; $C_v = C_p - 1.986$. Ver valores de $R$ en B 1.

(a) Este valor proviene de la publicación de Spencer y Justice.[2.2]; (b) ídem de Spencer y Flannagan[2.3]; (c) ídem de Chipman y Fontana[2.6]; (d) ídem de Sweigert y Beardsley[2.1]; (e) ídem de Spencer.[2.7]

| | *Sustancia (Intervalo de temp.)* | *M (masa molar)* | Btu/lb·°R | Btu/lbmol·°R |
|---|---|---|---|---|
| (a) | Aire (500–2 700°R) | 28.97 | $c_p = 0.219 + 0.342T/10^4 - 0.293T^2/10^8$ | $C_p = 6.36 + 9.92T/10^4 - 8.25T^2/10^8$ |
| (b) | $SO_2$, dióx. azufre (540–3 400°R) | 64.07 | $c_p = 0.1875 + 0.0944T/10^4 - 1.336 \times 10^4/T^2$ | $C_p = 11.89 + 6.05T/10^4 - 85.6 \times 10^4/T^2$ |
| (b) | $NH_3$ amoniaco (540–1800°R) | 17.03 | $c_p = 0.363 + 2.57T/10^4 - 1.319T^2/10^8$ | $C_p = 6.19 + 43.8T/10^4 - 22.47T^2/10^8$ |
| (c) | $H_2$, hidrógeno (540–4 000°R) | 2.016 | $c_p = 2.857 + 2.867T/10^4 + 9.92/T^{1/2}$ | $C_p = 5.76 + 5.78T/10^4 + 20/T^{1/2}$ |
| (d) | $O_2$, oxígeno (540–5 000°R) | 32. | $c_p = 0.36–5.375/T^{1/2} + 47.8/T$ | $C_p = 11.515–172/T^{1/2} + 1\,530/T$ |
| (d) | $N_2$, nitrógeno (540–9 000°R) | 28.016 | $c_p = 0.338–123.8/T + 4.14 \times 10^4/T^2$ | $C_p = 9.47–3\,470/T + 116 \times 10^4/T^2$ |
| (d) | CO, monóx. carbono (540–9 000°R) | 28.01 | $c_p = 0.338–117.5/T + 3.82 \times 10^4/T^2$ | $C_p = 9.46–3\,290/T + 107 \times 10^4/T^2$ |
| (d) | $H_2O$, vapor de agua (540–5 400°R) | 18.016 | $c_p = 1.102–33.1/T^{1/2} + 416/T$ | $C_p = 19.86–597/T^{1/2} + 7\,500/T$ |
| (d) | $CO_2$, dióx. carbono (540–6 300°R) | 44.01 | $c_p = 0.368–148.4/T + 3.2 \times 10^4/T^2$ | $C_p = 16.2–6\,530/T + 141 \times 10^4/T^2$ |
| (e) | $CH_4$, metano (540–2 700°R) | 16.04 | $c_p = 0.211 + 6.25T/10^4 - 8.28T^2/10^8$ | $C_p = 3.38 + 100.2T/10^4 - 132.7T^2/10^8$ |
| (d) | (540–1 500°R) | | $c_p = 0.282 + 4.598T/10^4$ | $C_p = 4.52 + 0.00737T$ |
| (b) | $C_2H_4$, etileno (540–2 700°R) | 28.04 | $c_p = 0.0965 + 5.78T/10^4 - 9.97T^2/10^8$ | $C_p = 2.706 + 162T/10^4 - 279.6T^2/10^8$ |
| (d) | (350–1 100°R) | | $c_p = 0.151 + 4.2T10^4$ | $C_p = 4.23 + 0.01177T$ |
| (e) | $C_2H_6$, etano (540–2 700°R) | 30.07 | $c_p = 0.0731 + 7.08T/10^4 - 11.3T^2/10^8$ | $C_p = 2.195 + 212.7T/10^4 - 340T^2/10^8$ |
| (d) | (400–1 100°R) | | $c_p = 0.1334 + 5.44T/10^4$ | $C_p = 4.01 + 0.01636T$ |
| (e) | $C_4H_{10}$, n-butano (540–2 700°R) | 58.12 | $c_p = 0.075 + 6.94T/10^4 - 11.77T^2/10^8$ | $C_p = 4.36 + 403T/10^4 - 683T^2/10^8$ |
| (e) | $C_3H_8$, propano (540–2 700°R) | 44.09 | $c_p = 0.0512 + 7.27T/10^4 - 12.32T^2/10^8$ | $C_p = 2.258 + 320T/10^4 - 543T^2/10^8$ |
| (b) | $C_2H_2$, acetileno (500–2 300°R) | 26.04 | $c_p = 0.459 + 0.937T/10^4 - 2.89 \times 10^4/T^2$ | $C_p = 11.94 + 24.37T/10^4 - 75.2 \times 10^4/T^2$ |
| (d) | $C_8H_{18}$, octano (400–1 100°R) | 114.22 | $c_p = 0.0694 + 5.27T/10^4$ | $C_p = 7.92 + 0.0601T$ |

$U$, $u$ energía interna, *almacenada;* el cambio es $U_2 - U_1$, o bien $u_2 - u_1$;

$E_f$, energía de flujo, *en transición;*

$W$, trabajo, *en transición;* depende de $p(V)$ para un fluido;

$Q$, calor, *en transición;* es función del modo en que varían las propiedades.

También existe energía química $E_{\text{quím.}}$ (que resulta de un cambio en la estructura molecular —como es el caso en la ignición de combustibles—), trabajo realizado en el estado de esfuerzo cortante en un fluido, radiaciones electromagnéticas distintas del calor radiante (luz, radioondas, etc.), energía acústica (ondas sonoras), energía nuclear (que resulta de un cambio en la estructura del núcleo atómico y una conversión de materia en energía), energía almacenada por tensión superficial o en un campo magnético, y otras. En descripciones siguientes, todas las energías mencionadas en este párrafo *se supondrá que no existen, a menos que se incluyan específicamente.* Las formas de energía representadas por el grupo de símbolos anteriores rara vez intervienen todas en un proceso particular.

## 2.26 CONSERVACION DE LA ENERGIA

La ***ley de conservación de la energía*** expresa que *la energía no puede ser creada ni destruida**. Es un principio basado en observaciones físicas que no está sujeto a demostración matemática. En su aplicación a las transformaciones de energía que se realizan en la Tierra, no se conoce excepción alguna salvo cuando la materia se convierte en energía y viceversa. Considerando esta salvedad, se puede decir que la materia o masa es una forma de energía y entonces la ley se cumplirá aún. O más pragmáticamente, la ley se puede modificar para expresar que se conserva la *masa-energía.* Si un proceso nuclear no está implicado, la cantidad de masa convertida en energía (por ejemplo, en un proceso de combustión) es tan pequeña que no se puede medir. Por lo tanto, se puede hacer caso omiso de la excepción, a menos que las leyes termodinámicas estén siendo aplicadas a procesos nucleares.

*Para cualquier clase de sistema,* los siguientes enunciados se deducen lógicamente a partir del principio de que la energía no es creada ni se destruye [compare esto con la ecuación (1-18)]:

$$\begin{bmatrix}\text{energía}\\ \text{entrante}\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}\text{energía}\\ \text{saliente}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\text{cambio de energía}\\ \text{almacenada en el sistema}\end{bmatrix} \tag{2-34A}$$

* Esta ley no es una idea que irrumpió inesperadamente en el mundo científico. Después de que los científicos comenzaron a trabajar con la energía, pasaron años antes de que la ley fuera comprendida por completo. Benjamín Thompson (conde de Rumford), 1753-1814, a quien se le consideró un arrogante e insufrible genio, descubrió en realidad la equivalencia del trabajo y el calor en el curso de la fabricación de cañones (1797) al presenciar la perforación de piezas macizas de metal sumergidas en agua. Le intrigó la ebullición de ésta causada por el trabajo mecánico del barrenado, ya que no se agregaba directamente calor al agua. El estaba convencido, pero no el mundo, de que la aceptada entonces teoría del calórico (que suponía que el calor era un fluido sin masa) no explicaba todos los fenómenos conocidos del calor, y que éste y el trabajo eran fenómenos relacionados de alguna manera. Citando sus propias palabras, expresó que: "¿Es posible que una cantidad de calor como la que hace que 5 libras de agua helada entren en ebullición pudiera haber sido suministrada por una cantidad tan pequeña de polvo metálico, sólo por consecuencia de un cambio en su capacidad de calórico?" Otros investigadores descubrieron posteriormente más pruebas, hasta que unos cincuenta años después de los experimentos de Rumford en la fabricación de cañones, Joule, con ayuda de lord Kelvin, demostró concluyentemente que el trabajo mecánico y el calor son equivalentes. (Estamos ahora a pocos años de la época de Joule. Ver la nota en la pág. 30. Considerando la edad de la Tierra en miles de millones de años y la edad del hombre como de más de 1 000 000 de años, la termodinámica es una disciplina nueva —como lo es toda ciencia.) Rumford era maestro de escuela en Rumford, Mass. (Ahora Concord, Nueva Hampshire), cuando se encontró una viuda rica y la desposó. En la guerra de Independencia de Estados Unidos él era simpatizante del "otro" bando, y decidió que lo mejor sería partir de Boston junto con los británicos, lo que hizo abandonando a su esposa y a su hija. Ganó fama y honores en Inglaterra y el resto de Europa. Ahora que esa guerra ha quedado muy lejos, en Estados Unidos agrada considerarlo como de su propiedad.

(2-34A) $$E_{\text{entr.}} - E_{\text{sal.}} = E_{\text{alm.}}$$

(2-34B)
$$\begin{bmatrix}\text{energía}\\ \text{almacenada}\\ \text{inicial}\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}\text{energía}\\ \text{de entrada}\\ \text{al sistema}\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}\text{energía}\\ \text{de salida}\\ \text{del sistema}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\text{energía}\\ \text{almacenada}\\ \text{final}\end{bmatrix}$$

(2-34B) $$(E_{\text{alm.}})_1 + E_{\text{entr.}} - E_{\text{sal.}} = (E_{\text{alm.}})_2$$

donde $E_{\text{alm.}}$ representa una o todas las clases de energía *almacenadas*, según se evalúan generalmente para una masa en especial, para un particular cambio de masa, o para cambios durante un intervalo de tiempo determinado.

## 2.27 MOVIMIENTO PERPETUO DE PRIMERA CLASE

Si un dispositivo debe entregar continua e indefinidamente más energía de la que recibe, violaría la ley de conservación de la energía debido a que estaría creando esta última. Tal dispositivo recibe el nombre de máquina de movimiento perpetuo de primera clase, y a la luz de toda experiencia, es absurda e imposible de realizar.

## 2.28 CONCLUSION

En sus aspectos más generales, la ley de conservación de la energía es uno de los más útiles descubrimientos que se hayan hecho nunca. Al considerar un problema real de ingeniería, se necesita tener un cabal conocimiento de las diversas formas en que aparece la energía, puesto que ninguna de ellas se puede omitir. Además, cada forma es una entidad en sí misma y no deberá ser omitida en la resolución de un problema. Se le recomienda al lector que repase este capítulo las veces que sea necesario hasta que su contenido sea literalmente parte de él mismo.

## PROBLEMAS

### UNIDADES SI

**2.1** Utilice el análisis dimensional y demuestre que la expresión $e = mc^2$ tiene unidades de energía.

**2.2** Los científicos han desarrollado recientemente un poderoso láser de pulsos para la investigación de materiales. Halle su potencia de salida en watts, para cada una de las siguientes condiciones de pulsos: **(a)** 20 J en 10 ps (picosegundos), **(b)** 200 J en 35 ns (nanosegundos), **(c)** 800 J en 1 ms (milisegundo). **(d)** En su pulso máximo producirá 10 TW (terawatts) en un periodo de 10 ps. Determine su descarga de energía en joules.

*Resp.* **(a)** 20 TW, **(b)** 7.72 GW, **(c)** 800 kW, **(d)** 100 J.

**2.3** Un electrón tiene una masa en reposo de $9.11 \times 10^{-28}$ g. ¿Cuál será la masa cuando se mueve a una velocidad de $0.95c$?

**2.4** Se estima que Estados Unidos consume al año aproximadamente $1.75 \times 10^{15}$ W·h de energía eléctrica. De acuerdo con la teoría de Einstein, ¿cuántos kilogramos de materia tendrían que ser transformados para producir esta energía?

**2.5** En forma muy similar a la ley universal de Newton acerca de la gravedad (ver §1.9), la ley de Coulomb establece que la fuerza entre dos cargas eléctricas varía en razón directa al producto de las cargas e inversamente al cuadrado de la distancia entre ellas: $F = kq_1q_2/r^2$, donde $F$

está en newtons (N), $q$ en coulombs (C), $r$ en metros y $k = 9.0 \times 10^9 \text{N}\cdot\text{m}^2/\text{C}^2$. Se dan dos pequeñas cargas eléctricas $q_1$ y $q_2$ colocadas en el eje $x$ como sigue: $q_1 = -4\ \mu C$ en $x_1 = -3$ m; $q_2 = +1\ \mu C$ en $x_2 = +2$ m. Halle la posición en el eje $x$ de una tercera carga eléctrica $q_3$ que no experimenta ninguna fuerza neta respecto de esas dos.

**2.6** Una muchacha que pesa 470 N se encuentra suspendida del extremo de una cuerda de 8 m de largo. ¿Cuál será su ganancia en energía potencial cuando un amigo la mueve hacia un lado, de modo que la cuerda forme un ángulo de 35° con la vertical? Si el valor local de $g$ es 9.70 m/seg$^2$, ¿cuál es su masa en kg? ¿y en lb?

*Resp.* $\Delta P = 679.5$ N·m.

**2.7** El martinete de 600 kg de una piloteadora se levanta a 2 m arriba de la cabeza de un pilote. ¿Cuál es el cambio de energía potencial? Si se suelta el martinete, ¿cuál será su velocidad en el momento en que golpea el pilote?; $g$ (local) = 9.65 m/seg$^2$. *Resp.* 11 580 kgf·m, 6.21 m/seg.

**2.8** Se tiene un gasto de 400 kg/min de agua a manejar mediante una bomba. La elevación es desde un pozo de 20 m de profundidad y la velocidad de descarga vale 15 m/seg. Determine **(a)** el cambio en energía potencial, **(b)** la energía cinética, **(c)** la potencia motriz requerida para la bomba; $g = 9.75$ m/seg$^2$.

**2.9** Cuando un automóvil va a 60 km/h, su motor desarrolla 25 hp. **(a)** Calcule la fuerza resistente total en newtons. **(b)** Suponiendo que la fuerza resistente es directamente proporcional a la velocidad, ¿cuántos caballos de potencia (hp) debe desarrollar el motor para hacer mover al automóvil a 100 km/h? *Resp.* **(a)** 1 118.3 N, **(b)** 69 hp.

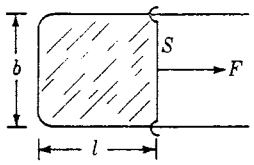
**2.10** Una fuerza $F$ medida en la dirección $x$ está dada por $F = a/x^2$, donde la constante $a$ vale 9 N·m$^2$. Halle el trabajo en joules cuando $F$ se mueve desde $x_1 = 1$ m hasta $x_2 = 3$ m.

**2.11** La fuerza en newtons necesaria para estirar un resorte más allá de su longitud libre está dada por $F = 200x$, donde $x$ está en metros. Determine la fuerza y el trabajo necesarios para alargar el resorte en 0.1 m; 0.5 m; 1 m.

**2.12** Si 6 lit (o $\ell$) de un gas a una presión absoluta de 100 kPa son comprimidos reversiblemente según $pV^2 = C$ hasta que el volumen sea de 2 lit, halle la presión final y el trabajo efectuado.

*Resp.* 900 kPa abs., 1 200 J.

**2.13** Una película de jabonadura con tensión superficial $\sigma$ se forma mojando una armazón de alambre (inicialmente cerrada por una corredera), y moviendo luego dicha corredera $S$ desde la parte $b$ por medio de una fuerza constante $F$. Ver el croquis. **(a)** Demuestre que el trabajo realizado en contra de la tensión superficial resistente es $W = \sigma \cdot l \cdot b = \sigma \cdot A$. **(b)** Determine el trabajo efectuado cuando $b = 10$ cm, $l = 6$ cm y $\sigma = 25$ din/cm.




**Problema 2.13**

*Resp.* **(b)** 1 500 din·cm, o bien, $1.107 \times 10^{-4}$ pie·lbf.

**2.14** Considere una película con tensión superficial formada sobre una armazón de alambre circular de radio $r_1$. **(a)** Demuestre que el trabajo realizado para formar dicha superficie en contra de la tensión superficial resistente $\sigma$ es $W = \pi r_1^2 \sigma = \sigma A$. **(b)** Si $\sigma = 50$ din/cm y se requiere un trabajo de entrada de 3 300 din·cm para aumentar el radio (y en consecuencia, el área) desde $r_1 = 2$ plg hasta $r_2$, determine $r_2$.

**2.15** Una pompa de jabón de radio $r$ se forma soplando a través de un pequeño tubo con jabonadura. Si $r = 6$ plg y $\sigma = 15$ din/cm, determine el trabajo de entrada necesario para vencer la tensión superficial de la burbuja.

*Resp.* $W = 3.235 \times 10^{-3}$ pie·lbf.

**2.16** Una corriente eléctrica de 15 amperes (A) circula continuamente por un resistor de 20 ohms ($\Omega$). Calcule la potencia de entrada en kilowatts y caballos ingleses (hp).

*Resp.* 4.5 kW, o bien, 6.03 hp.

**2.17** Un acumulador de 12 V para automóvil recibe una carga constante de un generador. La diferencia de potencial en las terminales es de 12.5 V y la corriente es de 8 A. Determine la potencia de entrada en W y en hp.

**2.18** Una fuerza constante mueve un conductor eléctrico de 18 plg a una velocidad de 25 pie/seg, perpendicularmente a través de un campo magnético cuya densidad de flujo vale 2 Wb/m$^2$; recuerde que 1 weber (Wb) es equivalente a 1 N·seg·m/C. El conductor lleva una corriente de 20 A. Halle la fuerza y la intensidad (o rapidez) con que se produce trabajo. *Resp.* 18.30 N, 139.4 W.

**2.19** Se transmite calor a un recipiente esférico elástico que contiene un gas a 105 kPa abs.; el diámetro de la esfera es de 2 m. Debido al calentamiento, el diámetro de la esfera tiene un incremento de aumenta a 2.2. m y la presión del

gas crece en proporción directa al diámetro de la esfera. Determine el trabajo efectuado por el gas durante este proceso de calentamiento.

**2.20** Un acumulador o batería de 12 V recibe una carga rápida durante 20 min y en ese tiempo circula una corriente constante de 50 A. En este periodo se experimenta una pérdida de calor de 127 kJ. Halle el cambio de energía interna de la batería en ese lapso.

**2.21** La energía de flujo de 124 lit/min de un fluido que atraviesa una cierta frontera de un sistema, es de 108.5 kJ/min. Determine la presión en un punto de dicha frontera.

*Resp.* 764.1 kPa abs.

## UNIDADES TECNICAS

**2.22** Una masa de 100 lb tiene una energía potencial de −4 Btu con respecto a un nivel de referencia dado en el campo de gravedad normal de la Tierra. **(a)** Determine su altura sobre dicho nivel. **(b)** Si el campo gravitacional se altera repentinamente en tal forma que la gravedad local vale 25 pie/seg$^2$, ¿cuál será el efecto en la energía potencial de dicha masa?

*Resp.* **(a)** −31.12 pie, **(b)** −2 420 pie·lbf.

**2.23** Una piloteadora que tiene un martinete de 6 slug suelta éste de una altura de 20 pie sobre la cabeza de un pilote. Para el instante del impacto, halle **(a)** el cambio de energía potencial, y **(b)** la energía cinética del martinete. Se desprecian los efectos de fricción y la gravedad local es $g$ = 32.2 pie/seg$^2$.

**2.24** Un sistema compuesto de un elevador de 10 000 lb de masa que se mueve hacia abajo con una velocidad $v$ = 5 pie/seg, un contrapeso de 6 000 lb —que se mueve hacia arriba con una velocidad $v$ = 5 pie/seg— y un freno con sus cables de conexión. Suponga que la energía cinética del cable y las partes giratorias es despreciable, y determine la energía friccional absorbida por el freno cuando el elevador es detenido uniformemente en una distancia de 4 pie. *Resp.* 22.220 pie·lbf.

**2.25** **(a)** Un avión que tiene una masa de 32 200 kg vuela a 300 m/seg (1 080 km/h). ¿Cuál es su energía cinética en cv·h? **(b)** Si enfila repentinamente en dirección vertical hacia arriba a esta velocidad, sin impulso del motor y en ausencia de resistencia atmósferica, ¿qué distancia vertical recorrerá? La aceleración media de la gravedad es $g$ = 9.8 m/seg$^2$.

**2.26** Una ojiva (o cono de nariz de un misil) experimental cuya masa es de 100 lb se proyecta a 200 millas sobre la superficie de la Tierra. ¿Qué trabajo gravitacional fue requerido, suponiendo que la aceleración de la gravedad varía de acuerdo con $g = A - Bh$, donde $A$ = 32.174 pie/seg$^2$ y $B = 3.31 \times 10^{-6}$ para la altura $h$ en pies?

*Resp.* 99.85 × 10$^6$ pie·lbf.

**2.27** Cada 6 horas un pequeño satélite artificial recorre su órbita en torno de la Tierra; el apogeo está a una distancia triple que el perigeo. Suponga que tiene movimiento plano y que no hay ningún efecto de otros cuerpos celestes. El radio de la Tierra es aproximadamente de 6 374 km (20.91 × 10$^6$ pie); considere que $g$ = 9.81 m/seg$^2$ (32.17 pie/seg$^2$) y permanece constante. Para el caso del satélite halle **(a)** su distancia mínima al centro de la Tierra y **(b)** su velocidad orbital mínima. *Sugerencia*: Repase las tres leyes de Kepler del movimiento planetario en un texto de mecánica.

*Resp.* **(a)** 2 009.6 km (1 249 mi), **(b)** 10 136.7 km/h (6 300 mi/h).

**2.28** Una sustancia efectúa trabajo de modo reversible y sin flujo, de acuerdo con $V = 100/p$ pie$^3$, donde $p$ está en lb/plg$^2$ abs. Evalúe el trabajo realizado sobre o por la sustancia a medida que aumenta la presión desde 10 lbf/plg$^2$ abs. hasta 100 lbf/plg$^2$ abs. *Resp.* 33 150 pie·lbf.

**2.29** Evalúe el trabajo sin flujo en función de $p_1, V_1, p_2, V_2$ de un fluido que pasa por un cambio reversible de estado de acuerdo con cada una de las siguientes relaciones definitorias: **(a)** $p = C$, **(b)** $V = C$, **(c)** $pV = C$, **(d)** $pV^3 = C$, **(e)** $pV(\ln V) = C$, **(f)** $p = 200/V^2 + (2$ lbf/plg$^2$ abs.).

**2.30** Determine el trabajo atmosférico realizado cuando un tubo de hielo de 5 cm por lado se funde en una región de 1 atm de presión. A 0°C se tienen estas densidades para el agua: líquida, 1 000 kg/m$^3$; sólida, 915.5 kg/m$^3$.

**2.31** Durante la ejecución de un proceso reversible y sin flujo el trabajo es −148.1 Btu. Si $V_1$ = 30 pie$^3$ y la presión varía según $p = 3V +$ (100 lbf/plg$^2$ abs.), donde $V$ está en pie$^3$, determine $V_2$.

**2.32** El módulo o índice $K$ de un resorte de tensión es variable y está relacionado con su longitud $y$ de tal modo que $K = cy^n$, donde $c$ es una constante y $n$ un exponente. Halle el trabajo requerido para estirar el resorte desde $y_1$ hasta $y_2$.

**2.33** Se requieren 124 pie·lbf de trabajo para comprimir un resorte desde su longitud libre y, hasta la de $y_2$ = 2.5 plg; el índice del resorte es $K$ = 100 lbf/plg. Calcule la longitud libre.

*Resp.* $y_1$ = 7.96 plg.

**2.34** Demuestre que el trabajo necesario para estirar un alambre dentro de la región elástica es

$W = -0.5AEl(\varepsilon)^2$; $l$ es la longitud inicial del alambre, $A$ su área transversal, $E$ el módulo elástico del material y $\varepsilon$ la deformación por unidad.

**2.35** En el problema 2.34 considere que el alambre es de acero ($E = 30 \times 10^6$ lbf/plg$^2$) con $A = 0.01$ plg$^2$, $l = 10$ pie y que una fuerza se aplica gradualmente hasta que su efecto de tensión en el alambre es de 1 200 lbf. Obtenga el trabajo empleando el resultado del problema 2.34. Compruebe su solución determinando el trabajo simplemente como el producto de la fuerza media y la distancia. *Resp.* $W = -288$ plg·lbf.

**2.36** Un compresor centrífugo comprime 200 pie$^3$/min de aire desde 12 lbf/plg$^2$ abs. hasta 90 lbf/plg$^2$ abs. El volumen específico inicial es de 12.6 pie$^3$/lb y el volumen específico final vale 3.25 pie$^3$/lbf. Si la tubería de succión es de 4 plg de diámetro interior (DI) y la línea de descarga es de 2.5 plg DI, determine **(a)** el cambio en el trabajo de flujo entre las fronteras (en pie·lbf/min), **(b)** la intensidad de flujo (en lb/min) y **(c)** el cambio de velocidad.

*Resp.* **(a)** 324 000, **(b)** 15.88, **(c)** −12.9 pie/seg.

**2.37** Un sistema cerrado experimenta una serie de procesos y para cada proceso se dan dos de las tres cantidades $W$, $Q$ y $\Delta U$. Halle el valor de la cantidad incógnita en cada caso.

**(a)** $W = +10$ hp, $Q = +500$ Btu/min, $\Delta U = ?$
**(b)** $W = +16$ kcal, $Q = ?$, $\Delta U = -6$ kcal
**(c)** $W = ?$, $Q = +25$ kW, $\Delta U = 0$.
**(d)** $W = -54$ kgf·m, $Q = -0.4$ kcal, $\Delta U = ?$
**(e)** $W = +2 \times 10^5$kgf·cm, $Q = +5\,000$ cal, $\Delta U = ?$

*Resp.* **(a)** $\Delta U = +76$ Btu/min.

**2.38** Un sistema cerrado que contiene un gas se somete a un proceso reversible durante el cual se ceden 25 Btu, el volumen cambia desde 5 pie$^3$ hasta 2 pie$^3$ y la presión absoluta permanece constante en 50 lbf/plg$^2$. Halle el cambio de energía interna. *Resp.* 2.8 Btu

**2.39** Suponga que 8 lb de una sustancia reciben 240 Btu de calor a volumen constante, y experimentan un cambio de temperatura de 150°F. Determine el calor específico medio de la sustancia durante el proceso. *Resp.* 0.20 Btu/lb·°F.

**2.40** En el caso de un sistema a presión constante cuya masa es de 40 kg, se requiere 1 $cv$·min para elevar su temperatura en 1°F. Determine el calor específico para el sistema en Btu/lb·°F.

**2.41** La relación de calores específicos es $k = c_p/c_v$ y, para un gas ideal, su diferencia es $c_p - c_v = R$, una constante. Combine estas dos expresiones y demuestre que $c_v = R/(k-1)$ y $c_p = kR/(k-1)$.

**2.42** Las siguientes expresiones se refieren a una masa gaseosa en particular: $pv = 95T$, $h = 120 + 0.6T$, donde se tienen estas unidades: $p$ en lbf/pie$^2$, $v$ en pie$^3$/lb, $T$ en °R y $h$ en Btu/lb. Si los calores específicos sólo dependen de la temperatura, halle $c_p$ y $c_v$.

*Resp.* 0.6, 0.478 Btu/lb·°R.

**2.43** Compare los valores del calor específico $c_p$ para aire a 3 000°R, obtenidos de tres fuentes: sección B 1, tabla 1 y figura 2/9. ¿Las variaciones justifican el empleo de las dos últimas fuentes a esa elevada temperatura?

**2.44 (a)** Por una turbina fluye vapor a razón de 100 lb/min con $\Delta K = 0$ y $Q = 0$. En la entrada su presión es de 175 lbf/plg$^2$ abs., su volumen de 3.16 pie$^3$/lb y su energía interna de 1 166.7 Btu/lb. En la salida su presión vale 0.813 lbf/plg$^2$ abs., su volumen 328 pie$^3$/lb y su energía interna, 854.6 Btu/lb. ¿Qué potencia se desarrolla? **(b)** Igual que **(a)** excepto que la pérdida de calor de la turbina es de 10 Btu/lb de vapor.

*Resp.* **(a)** 861 hp, **(b)** 839 hp.

**2.45** Un sistema que contiene 0.5 kg de un fluido inicialmente a la presión $p_1 = 7$ kgf/cm$^2$abs., $v = 0.028$ m$^3$, experimenta una expansión reversible en un dispositivo de cilindro y émbolo sin fricción de acuerdo con $pV^n = c$. Considere que la presión final $p_2$ varía desde 7 hasta 0.7 kgf/cm$^2$ abs., en tanto que el volumen final es $v_2 = 0.14$ m$^3$, en todos los casos. Según estas restricciones escriba un programa de computadora que seleccione los valores de la presión final, luego determine los respectivos valores del exponente $n$ y el trabajo correspondiente $W$, y por último trace una curva de $W$ en función de $n$.

# 3

# LA SUSTANCIA PURA

## 3.1 INTRODUCCION

Una sustancia pura se ha definido como la que es homogénea e invariable en su composición química. Cuando existe en una mezcla multifásica, su composición es la misma en todas las fases. Por ejemplo: el hielo, una mezcla de hielo y agua líquida, y el vapor de agua son todas sustancias puras. Por otra parte, consideremos una sustancia inicialmente pura, que es una mezcla uniforme de oxígeno y nitrógeno gaseosos y que experimenta un proceso de enfriamiento. Si algo de la mezcla gaseosa se licúa, la porción de líquido tendría una composición diferente de la mezcla de gas restante, y el conjunto ya no sería una sustancia pura.

En capítulos anteriores hemos considerado las cuatro propiedades bien conocidas de presión, temperatura, volumen y energía interna. Ahora bien, al estudiar la sustancia pura se deben incluir dos propiedades adicionales: entalpia y entropía. Cada una de estas propiedades se describirá en capítulos siguientes, y todas son necesarias para una mejor comprensión de la sustancia pura. Por ahora será suficiente definir la entalpia ($h$) y la entropía ($s$), simplemente como:

$$h = u + pv \tag{3-1}$$

$$s = \int (dQ/T)_{\text{rev}} + s_0 \tag{3-2}$$

## 3.2 POSTULADO DEL ESTADO TERMODINAMICO

Considérense las diversas maneras en las que la energía en forma de trabajo se puede transmitir a una sustancia en estudio. Si la sustancia es compresible, su energía será aumentada mediante un cambio de frontera (trabajo $p\,dV$). Si es un sólido elástico, su energía puede incrementarse por alargamiento (trabajo $V\sigma\,d\varepsilon$). No importa qué modo de trabajo se utilice para transmitir energía a una sustancia, habrá por lo menos una propiedad independientemente variable para cada modo ($V$ en el primer caso, $\varepsilon$ en el segundo, etc.).

Además, estas propiedades se pueden mantener fijas y transmitir energía a la sustancia por calor, el cual hará variar la temperatura; por tanto, se observa que existe otra variable independiente. En resumen, para cada una de las formas independientes de transmisión de energía a una sustancia, hay una propiedad termodinámica independientemente variable.

Los conceptos anteriores se pueden formalizar ahora en el principio o postulado del estado termodinámico: *El número de propiedades termodinámicas que se pueden variar independientemente para un sistema dado es igual al número de modos de trabajo reversible, más 1.*

Observe que no se hace referencia a los modos de trabajo irreversible, puesto que siempre se pueden lograr los efectos irreversibles resultantes mediante la combinación de trabajo y calor reversibles. Por consiguiente, si existen $N$ modos posibles de trabajo reversibles para un sistema dado, hay sólo $N + 1$ propiedades termodinámicas que pueden ser variadas independientemente. En el caso de un sistema simple, sólo se requieren dos propiedades termodinámicas para determinar su estado (§ 1.2).

## 3.3 FASES

En general, una sustancia pura puede existir en una cualquiera de tres ***fases,*** o en una mezcla de ellas: la fase sólida, la fase líquida y la fase gaseosa o de vapor. La ***fusión*** es el cambio de fase de sólido a líquido. El cambio en sentido contrario se llama ***solidificación*** (o *congelación* en el caso del agua). El cambio de fase de líquido a gas se denomina ***vaporización*** y se dice que la sustancia líquida se ***vaporiza*** (o se *evapora,* en el caso del agua). El cambio de vapor (o fase gaseosa) a líquido se conoce como ***condensación*** y durante el proceso se dice que el vapor se ***condensa.***

No todas las sustancias pasan por estas tres fases; algunas normalmente van directo de la fase sólida a la gaseosa (o viceversa), un cambio denominado ***sublimación.*** Además, muchas sustancias que ordinariamente pasan por las tres fases durante el calentamiento de la fase sólida, pueden sublimarse en ciertas condiciones. Por ejemplo, un trozo de hielo expuesto a la atmósfera a temperaturas inferiores a 0°C se sublimará y, si transcurre el tiempo suficiente, pasará enteramente a la atmósfera como vapor de agua. En su estado sólido a la presión de 1 atm, el dióxido de carbono sólido ("hielo seco") se sublima cuando absorbe calor y produce así enfriamiento.

## 3.4 CAMBIOS DE FASE A PRESION CONSTANTE

Consideremos una sustancia sólida pura (como, por ejemplo, el amoniaco) en un estado donde la presión y la temperatura "altas" son $p_1$ y $T_1$ (fig. 3/1). Suponga que la presión permanece constante y se suministra calor; 1-*a* representa el calentamiento del sólido. En

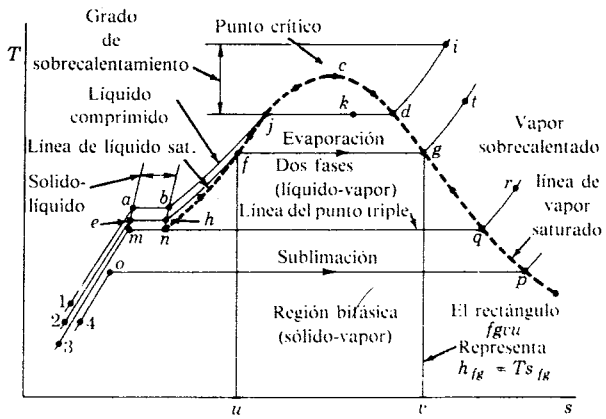



**Fig. 3/1.** *Diagrama T-s para una sustancia típica hipotética.* Corresponde a una algo semejante a $H_2O$; ver la figura 3/7. Observe también en la figura 3/2 algunas líneas de saturación muy aproximadamente a escala.

*a* el sólido está en su punto de fusión correspondiente a la presión $p_1$, y mientras se funde a esta presión, la mezcla bifásica de sólido y líquido permanece a temperatura constante. Como es usual, se supone que el calentamiento se efectúa lo bastante lentamente para que la sustancia pase por estados de equilibrio consecutivos. La cantidad de calor necesaria para transformar el sólido a líquido —o viceversa, para solidificar el líquido— se denomina ***calor de fusión,*** por definición, a presión constante. Es también la *entalpia de fusión* $h_{if}$, donde el subíndice *i* indica fase sólida (no tiene relación con su uso en la figura 3/1) y el subíndice *f* se emplea para indicar la fase líquida. Observe que la fusión *ab* (o la solidificación *ba*) ocurre mientras la temperatura y la presión permanecen constantes; para los estados ubicados a lo largo de *ab,* se tiene que tales magnitudes *no* son variables independientes; cuando una se fija, lo mismo sucede con la otra. Entre *a* y *b,* parte de la sustancia es sólida y parte líquida, y la cantidad de sólido disminuye en el sentido de *a* a *b*. En seguida, a medida que el calor fluye, el líquido se calienta a $p = C$ a lo largo de *bj*. En *j* el líquido ha llegado a su punto de ebullición correspondiente a la presión $p_1$. La temperatura en *j* (a lo largo de *jd*) se llama ***temperatura de saturación*** para la presión especificada; la presión a esta temperatura de ebullición se denomina ***presión de saturación.*** Tratándose de materiales que no sean amorfos, existe siempre una cierta temperatura a la cual ocurre la ebullición para una presión dada, y como el punto de fusión, el punto de ebullición es distinto para diferentes presiones. Por ejemplo, el agua hierve a 100°C (212°F) a la presión de 1 atm, y a 164.34°C (327.82°F), a la presión de 7 kgf/cm$^2$ abs. (100 lbf/plg$^2$ abs. o *psia*). Para amoniaco a 1.05 kgf/cm$^2$ abs. (15 psia), la temperatura de saturación correspondiente es −39.94°C (−27.29°F); a 13.36°C (56.05°F), la presión de saturación correspondiente es de 7 kgf/cm$^2$ abs. (100 psia). El proceso de ebullición *jd* se conoce como ***vaporización;*** en el sentido contrario, *dj,* recibe el nombre de ***condensación.*** La sustancia en el estado *j* es enteramente un ***líquido saturado*** con una entalpia $h_f$ que se puede hallar en tablas; después de que todo el líquido se ha vaporizado y está aún a la misma temperatura en *d,* es ***vapor saturado,*** con entalpia $h_g$. Entre *j* y *d,* parte es líquido y parte vapor, y la cantidad de líquido disminuye en el sentido de *j* a *d*. Advirtamos en principio que el líquido en la mezcla en equilibrio en cualquier punto sobre *jd,* como en *k,* es líquido saturado, y el vapor mezclado con él es vapor saturado (o sea, es una mezcla *heterogénea,* en vez de *homogénea*). Pero cuando se dice sin más calificación que *el líquido es líquido saturado* o que *el vapor es vapor saturado,* significa generalmente que 100% del fluido está compuesto de líquido o de vapor saturados, según el caso. Si el contexto no aclara que se trata *únicamente* de vapor saturado, puede especificarse que se tiene *vapor saturado y seco,* lo que significa concretamente que no hay ningún líquido presente. Cuando el sistema no está por entero en una fase o en la otra, hay que especificar su ***calidad*** *x,* que es *la fracción* (*o porcentaje*) *en masa que es vapor,* o bien, la ***humedad*** *y*, que es *la fracción* (*o porcentaje*) *en masa que es el líquido.* Una mezcla de 1 kg con una calidad de 75% contiene 0.25 kg de líquido y 0.75 kg de vapor. El calor para convertir un líquido saturado en un vapor saturado, o viceversa, recibe el nombre de ***entalpia*** (o *calor latente*) ***de vaporización,*** $h_{fg}$ (los subíndices *fg* son de uso normal, y su relación con los puntos *f* y *g* es sólo incidental y la figura 3/1), por definición, a presión constante. Se denomina *latente* en vez de *sensible* debido a que un termómetro no detecta ningún cambio. Una vez que toda la sustancia está en la fase de vapor saturado como en *d,* la adición de más calor resulta en el estado de ***vapor sobrecalentado.*** Si la elevación de temperatura se lleva más adelante, la sustancia puede convertirse en una diferente debido a la disociación de las moléculas. Suponga que el estado de la sustancia está representado por *i*, figura 3/1; la diferencia entre la temperatura $t_i$ y la temperatura de saturación correspondiente a $p_i = p_1$ se llama ***sobrecalentamiento*** ( $= t_i - t_d$). Observemos la forma de esta curva de presión constante 1-*abjdi*.

Si el mismo experimento se realiza a otra presión menor $p_2$, se obtendrá una curva a presión constante 2-*ehfgt,* y la fusión corresponderá a *eh,* la vaporización a *fg* y el sobrecalentamiento a *gt.* El estado *f* es uno de líquido saturado, y el estado *g* es de vapor saturado. Experimentos semejantes se podrían realizar para un número indefinido de presiones considerando presiones y temperaturas de saturación, y luego las entropías correspondientes se calcularían de modo que podrían localizarse muchos estados de saturación como *n, g, j,* y *d, h, q,* trazando curvas alisadas. La curva *nfjc* se conoce como ***línea de líquido saturado*** y es el lugar geométrico de todos los estados de líquido saturado; la curva *cdgqp* se denomina ***línea de vapor saturado.***

Cuando el experimento se realiza a presiones más y más bajas, una presión como $p_3$, a la cual —a medida que entra calor— la sustancia se funde, como es usual, según *mn;* pero después de que toda se convierte en líquido y se suministra más calor, la temperatura no cambia. En vez de que el líquido se caliente más, como lo hizo según *bj,* comienza a vaporizarse, y prosigue en esta forma sin que varíe la temperatura hasta alcanzar el estado de vapor saturado en *q.* De hecho, si un sistema en equilibrio se logra a esta presión y esta temperatura con una mezcla de algo de sólido, algo de líquido y algo de vapor, estas tres fases coexisten constantemente y pueden continuar haciéndolo así mientras $p_3$ y $t_{mnq}$ no varíen. Por esta razón, a esta línea *mnq* se le llama ***del punto triple*** (la explicación de este *punto* puede verse en la figura 3/6). Algunos ejemplos de estados en el punto triple son: $H_2O$, $p = 0.00620$ kgf/cm$^2$ abs. (0.08865 psia), $t = 0.01°C$ (32.018°F) (por acuerdo internacional este es el punto básico de la escala de temperatura, § 1.18); amoniaco $NH_3$, $p = 0.06$ kgf/cm$^2$ abs. (0.88 psia), $t = -77.7°C$ (−107.86°F); nitrógeno $N_2$, 0.076 kgf/cm$^2$ abs. (1.086 psia), 63.4 K (114.1°R); dióxido de carbono $CO_2$, 5.1 atm, −56.6°C. Lo anterior equivale a decir por ejemplo, que el $NH_3$ líquido no existirá en estado de equilibrio estable a $< 0.66$ kgf/cm$^2$ abs (0.88 psia).

Si el experimento anterior se continúa a presión reducida a un valor poco menor que el del punto triple, como $p_4$ (fig. 3/1), el sólido se ***sublima,*** proceso que recibe el nombre de ***sublimación,*** y que es el fenómeno de cambio de fase de sólido a vapor. El calor necesario para variar el estado de sólido saturado en *o* a vapor saturado en *p* es la ***entalpía*** (o *calor*) de *sublimación* $h_{ig}$. Observemos, al final del párrafo anterior que puesto que la presión del punto triple de $CO_2$ es 5.1 atm, se sublimará a 1 atm (lo que sucede con el llamado hielo seco).

Suponiendo que la figura 3/1 es cualitativamente razonable, se observa que el calor latente ($Q = \Delta h$) de vaporización $h_{fg}$ disminuye a medida que la presión aumenta (el área bajo *jd* es menor que el área bajo *gh*). Por consiguiente, podría esperarse que realizando el experimento a presiones cada vez más altas se hallaría una a la que la entalpia de vaporización es cero. En este punto *c,* se encuentran las curvas de líquido y de vapor, y un vapor resulta indistinguible de su líquido. Este punto se denomina *punto crítico* y las propiedades correspondientes se califican similarmente: ***temperatura crítica*** $T_c$, ***presión crítica*** $p_c$, ***volumen crítico*** $v_c$, y es un importante estado termodinámico. Ver en la sección B 16 algunas propiedades en el punto crítico. Se puede concluir correctamente que en un estado donde la temperatura es mayor que la temperatura crítica, nada de la sustancia puede ser líquida. Es interesante observar que un gas puede ser más denso que su líquido. Por ejemplo, el nitrógeno gaseoso a 15 000 atm tiene un valor de $\rho = 0.1301$ g/cm$^3$; la densidad de su líquido normal es 0.071 g/cm$^3$, y la de su sólido, 0.081 g/cm$^3$[1.16].

## 3.5 COMPARACION DE LAS LINEAS DE LIQUIDO Y DE VAPOR

Las líneas de líquido y de vapor saturados, trazadas para una unidad de masa (por ejemplo, 1 kg), se muestran para varias sustancias en la figura 3/2. Observemos la variabilidad

del calor latente de vaporización, proporcional a la distancia entre las líneas de líquido y de vapor a una temperatura particular. El dióxido de azufre, el dióxido de carbono, el amoniaco y el freón 12 son *refrigerantes* (el $H_2O$ se utiliza también como refrigerante); ver las secciones B 31 y B 33 a B 36. El mercurio (Hg) se puede emplear como operante en turbinas de vapor (§11.13).

No todas las curvas de vapor saturado se inclinan hacia abajo y a la derecha. Algunas presentan doble curvatura, por ejemplo, en el benceno; y varias curvas tienen inclinación hacia abajo y hacia la izquierda, por ejemplo, la curva de vapor saturado del ácido acético, figura 3/3. Si una sustancia con esta característica experimenta una expansión isentrópica se vuelve más altamente sobrecalentada, en tanto que otras sustancias descritas aquí se convertirán en menos sobrecalentadas.

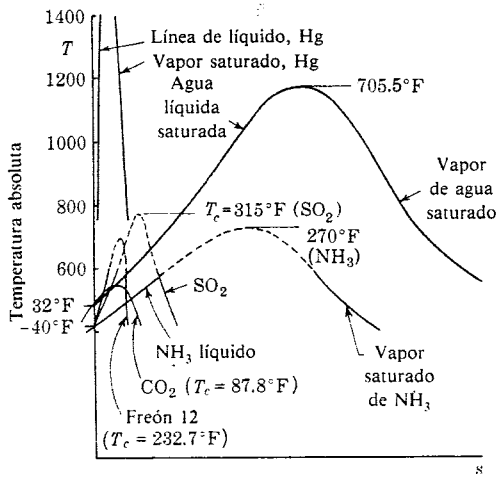



**Fig. 3/2.** *Diversos fluidos en el plano T-s.* Todas las curvas se han graficado a la misma escala.

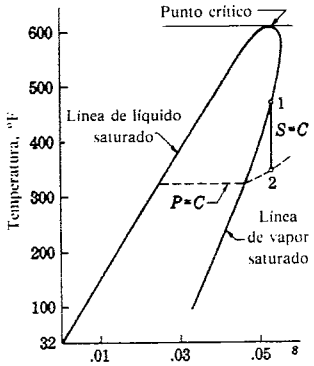



**Fig. 3/3.** *Línea de saturación del ácido acético.*

## 3.6 SUPERFICIES TERMODINAMICAS

Como se recordará, una superficie se define por una función como $z = z(x, y)$, que relaciona las coordenadas. Puesto que las propiedades son un equivalente matemático de las coordenadas, se pueden utilizar cualesquiera tres propiedades si es posible hallar una función apropiada. La ecuación de la superficie de un gas ideal es $pv = RT$. Además, si abundan las propiedades de equilibrio de una cierta sustancia, tres cualesquiera de ellas,

como $p$, $v$ y $T$, o bien $u$, $s$ y $p$, pueden emplearse como coordenadas para obtener una superficie termodinámica en el espacio, como se indica en las figuras 3/4 y 3/5. El punto $c$ es el punto crítico; *mck* en la figura 3/5 es la isobara crítica; y *qcr* en la figura 3/4 es la isoterma crítica. En la figura 3/4, las líneas $T = C$ y $p = C$ en la región bifásica son rectas paralelas al eje $v = C$; *abndef* es una isobara, y *ghij* es una isoterma. Imagínese a las superficies de la figura 3/4 proyectadas sobre el plano $pv$ y comparelas con la figura 3/7 (a). Mientras estudia la §3/7, compare las proyecciones de las superficies de la figura 3/4 sobre el plano $pT$ con la figura 3/6.

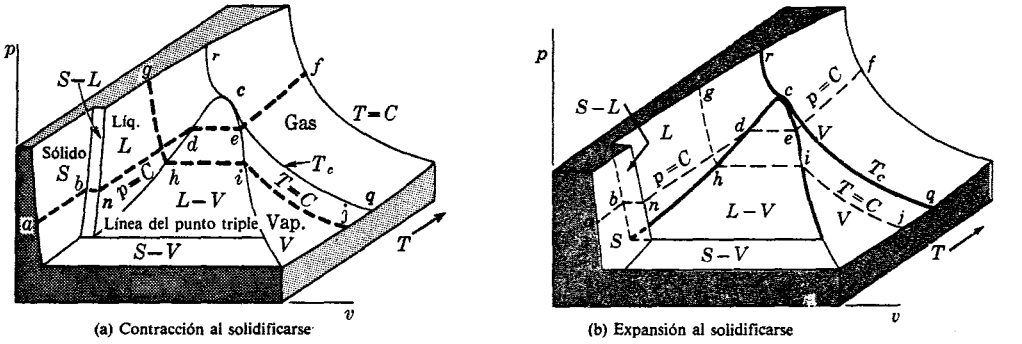



***Fig. 3/4.*** *Superficies termodinámicas en las coordenadas p-v-T.* Se presentan simplificadas. Tales superficies se pueden representar gráficamente hasta el límite del conocimiento de las propiedades de equilibrio de una sustancia particular, y un punto en la superficie representa un estado de equilibrio interiormente estable. Otras sustancias además del agua que se expanden al solidificarse, son el bismuto, el antimonio y el galio, figura (b). Símbolos $S$ = sólido, $L$ = líquido, $V$ = vapor.

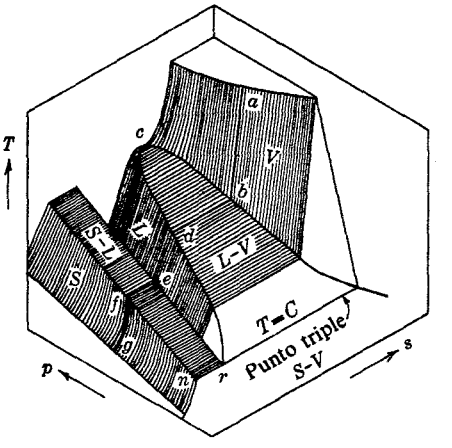
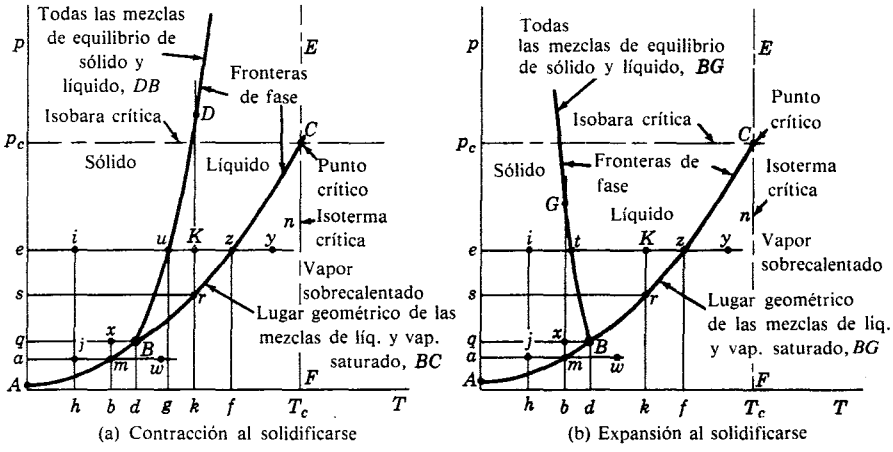



**Fig. 3/5.** *Superficie termodinámica en coordenadas T-p-s.* La sustancia se contrae al ser solidificada. Imagine esta superficie proyectada sobre el plano *Ts* y compare lo anterior con los croquis trazados antes en planos *Ts*.

## 3.7 DIAGRAMAS DE LAS FASES

Debido a que *hi*, *de*, etc., en la figura 3/4 son paralelas al eje $v$, una proyección sobre el plano $pT$ de las curvas de líquido y de vapor saturados, *hdcei*, aparecerá como una línea única *BrzC* en la figura 3/6, línea que se llama *frontera de fase*. Todas las fronteras de fase están caracterizadas por la entalpia de transformación (calor latente). Observe que la línea del punto triple se proyecta según un punto $B$, figura 3/6. A temperaturas y presiones inferiores a las de $B$, el sólido se sublima y la frontera de fase es la curva

*AmB*. La mayor parte de las sustancias se contraen al solidificarse, por lo cual, la frontera entre las regiones líquida y sólida es similar a *BuD* en la figura 3/6(a). Afortunadamente, el agua se expande al solidificarse (o congelarse) con una frontera de fase tal como *BtG*, figura 3/6(b). Una isobara es *iKz*; son isotermas las líneas *krK*, *hji*, etc.




(a) Contracción al solidificarse (b) Expansión al solidificarse

**Fig. 3/6.** *Diagramas de fase para un sistema de un solo componente.* Las líneas se definen a partir de valores experimentales para una sustancia particular; las curvas mostradas indican tendencias típicas. Por ejemplo, $p_s$ es la presión de saturación correspondiente a la temperatura de saturación $T_k$. La porción *AB* es el lugar geométrico de las mezclas de equilibrio correspondientes a sólido y vapor.

Dado un sólido en el estado *i*, se le suministra calor a presión constante; su temperatura asciende a medida que se calienta hasta que se alcanza la frontera de fase *S-L* en *u* (o en *t*); la temperatura permanece constante durante la fusión, pero cuando todo se convierte en líquido, más calor eleva la temperatura desde *u* hasta *z* (o desde *t* hasta *z*), donde comienza la vaporización. De nuevo, el punto *z* en este plano no cambia mientras exista una mezcla bifásica en equilibrio. Cuando todo el líquido se ha vaporizado, la adición de más calor sobrecalienta al vapor, por ejemplo, hasta el estado *y*.

En el punto triple *B*, habiendo partido desde un sólido en *x* con $p = C$, pueden existir tres fases simultáneamente; el sobrecalentamiento *BH* no ocurre en una mezcla en equilibrio hasta que sólo quede vapor saturado en *B*. Un sólido en el estado *j* a una presión aún menor, nunca pasa por la fase líquida; en *m* se inicia la sublimación, después de que todo el sólido se ha vaporizado (en equilibrio) puede suceder entonces sobrecalentamiento, por ejemplo, según *mw*. La curva *AB* es el lugar geométrico de todos los estados de equilibrio de mezclas sólido-vapor. Si se tiene una mezcla de fases a $p_q = p_B$ y $T_d = T_B$, y la presión disminuye a $p_a = p_m$, la fase líquida habrá desaparecido después de que la mezcla llegue de nuevo a una condición de equilibrio. En forma semejante, coexistiendo las tres fases en *B*, si la presión se incrementa hasta $p_s = p_r$, la fase sólida desaparecerá en el equilibrio interno; la energía total almacenada se supone que permanece constante.

Todos los puntos entre las fronteras de fase *BC* y *BD* (o *BG*), como el *K*, corresponderán a un líquido, comprimido o subenfriado, §3.12. En el estado *K*, figura 3/6, se trata de un ***líquido comprimido***, porque $p_e = p_K$ es mayor que la presión de saturación $p_r = p_s$ a la temperatura $T_K = T_k$; se designa como ***líquido subenfriado*** debido a que $T_k < T_z$ es la temperatura de saturación a la presión $p_e$. Se puede hacer que un líquido se vaporice (o hierva) disminuyendo su presión. Supongamos que la sustancia es enteramente líquido saturado en el estado *z* (éste será el caso de una mezcla de líquido y vapor) y la presión se reduce a

$p_s = p_r$; entonces, a fin de que la sustancia logre equilibrio interno sin cambio en la energía almacenada, parte del líquido debe vaporizarse hasta que la temperatura de la mezcla sea $T_k = T_r$. Si en $z$ la sustancia es 100% vapor saturado, una disminución de la presión manteniendo constante la energía almacenada originará un estado de vapor sobrecalentado.

## 3.8 REGLA DE LAS FASES

Considerando la famosa regla de las fases de Willard Gibbs con respecto a una sustancia pura como la analizada antes, que constituye un sistema de un solo componente, se observa que en el punto triple ninguna propiedad intensiva puede ser cambiada sin la desaparición de por lo menos una fase; no existen propiedades independientes. Por esta razón, un sistema en un estado de punto triple se dice que no tiene grados de libertad y que es ***invariante.***

En otros puntos en las fronteras de fase de un sistema bifásico de un componente, la presión (o la temperatura) puede ser variada independientemente y aun haber dos fases. Tal sistema tiene un grado de libertad y se dice que es ***univariante.*** En el caso de un gas o vapor sobrecalentado, dos propiedades intensivas, $p$ y $T$ pueden ser variadas sin un cambio de fase. Este tipo de sistema tiene dos grados de libertad y es ***divariante.***

Si la sustancia consta de más de un componente, como el aire, entonces habrá más grados de libertad debido a que las condiciones de equilibrio estarán también relacionadas con la composición. Pero no insistiremos más en esto por ahora. La regla de las fases de Gibbs es

**(a)** $$\phi + F = C + 2$$

donde $\phi$ es el número de fases que pueden coexistir en equilibrio, $F$ es el número de grados de libertad y $C$ el número de componentes que intervienen. La ecuación **(a)** tiene su mayor utilidad al considerar sistemas de multicomponentes. Aplicada al punto triple descrito antes, se tiene que $C = 1$ componente y $\phi = 3$ fases; luego entonces $F = C + 2 - \phi = 1 + 2 - 3 = 0$, por lo que no hay grados de libertad, como se había expresado anteriormente.

En forma significativa, la regla de Gibbs expresa que no pueden coexistir más de tres fases de un solo componente, aunque es posible que una sustancia exista en más de tres fases. Por ejemplo, ocho fases de $H_2O$ sólido han sido descubiertas por Bridgman[1.1], y no todas son estables. Aproximadamente a 19 740 kgf/cm$^2$ abs. (282 000 psia) el $H_2O$ se solidifica a 53°C (126°F), lo que es una fase diferente de la del hielo que conocemos. Se ha hallado que el helio entre las temperaturas de 2.2 K (3.9°R) y 5.3 K (9.5°R) tiene dos fases líquidas diferentes.[1.3]

A propósito de Gibbs y las fases, examinemos una mezcla en equilibrio de un líquido y su vapor. Consideremos la vaporización de una cantidad $dm$ de líquido; la función de Gibbs del líquido disminuye en una porción $G_f\,dm$ y la función de Gibbs del vapor se incrementa en la cantidad $G_g\,dm$; el cambio $dG$ es

**(b)** $$dG = dm\,(G_g - G_f) = dm(h_g - Ts_g - h_f + Ts_f) = dm(h_{fg} - Ts_{fg})$$

donde $G = h - Ts$, otra propiedad, se llama *función de Gibbs.*

Puesto que $Ts_{fg}$ es igual a $h_{fg}$, la suma de los datos dentro del paréntesis es igual a cero y el cambio $\Delta G$ también es igual a cero. Por consiguiente, la mezcla de líquido y vapor saturados está en un estado de equilibrio estable (interiormente), §§5.25, 5.26. Se deduce que son iguales las funciones de Gibbs específicas para líquido y para vapor saturados. Por un razonamiento semejante se halla que en el punto triple $G_{\text{sólido}} = G_{\text{líquido}} = G_{\text{vapor}}$. Desde luego, podríamos haber dicho que la condición de equilibrio de §§5.25, 5.26 exigía que $dG = 0$, con las mismas conclusiones. Ver también §13.44.

## 3.9 ECUACIONES DE ESTADO

Una característica importante de la sustancia compresible pura (en ausencia de fenómenos de electricidad, magnetismo, gravedad y capilaridad) es que su estado se puede definir por dos propiedades independientes. Esto es excelente, ya que los estudios termodinámicos se concentran, casi por entero en tal ausencia. Se deduce de este postulado del estado que, dadas tres propiedades cualesquiera (1, 2, 3),

$$\text{Propiedad 1} = f(\text{Propiedad 2, Propiedad 3})$$

En algunos casos especiales este conjunto de ecuaciones se puede expresar en forma algebraica explícita. Sin embargo, en general es más fácil representarlo en forma gráfica o por medio de tablas. Estas ecuaciones, no importa cómo puedan aparecer —algebraica o gráficamente, o en forma tabular—, y que relacionan las propiedades termodinámicas intensivas de una sustancia pura, se conocen como *ecuaciones de estado* de esa sustancia. Una descripción más completa de varias ecuaciones de estado seleccionadas podrá verse en el Capítulo 10.

Es digno de mencionar que tratándose de gases (vapores) a baja densidad ($p = 0$) los datos experimentales confirman que el comportamiento según $p$-$v$-$T$ se verifica muy aproximadamente conforme la expresión

$$pv = RT$$

donde $R$ es la constante universal de los gases y su valor depende de las unidades elegidas para $p$, $v$ y $T$. Valores de $R$ en las unidades usuales son:

$$\begin{aligned} R &= 8.3143 \text{ kJ/kgmol·K} \\ &= 1.9871 \text{ kcal/kgmol·K} = 848.06 \text{ kgf·m/kgmol·K} \\ &= 1.9859 \text{ Btu/lbmol·°R} = 1\,545 \text{ pie·lbf/lbmol·°R} \end{aligned}$$

Ver también la sección B 1. Una descripción más detallada de esta ecuación de estado particular se da en el Capítulo 6.

## 3.10 TABLAS DE GAS

Por ahora presentaremos sólo una breve descripción de las tablas de gas (secciones B 2 a B 10). Un estudio detallado de las tablas se realizará en el Capítulo 6, donde se analiza ampliamente el gas ideal. Estas tablas son para gases a presión relativamente baja, o sea, que dependen sólo de la temperatura. Se entra a la tabla apropiada conociendo la temperatura y, por el momento, se pueden leer los valores de entalpia ($h$) y de energía interna ($u$). El significado de los tres valores restantes $p_r$, $v_r$ y $\phi$ se explicarán en el Capítulo 6.

### Ejemplo

Dos moles de oxígeno a 500°R (278 K) experimentan un proceso hasta que la temperatura llega a 900°R (500 K). Hallar el cambio de energía interna y de entalpia.

**Solución.** En B 7 a 500°R se lee $\bar{h}_1 = 3\,466.2$ Btu/lbmol, $\bar{u}_1 = 2\,473.2$ Btu/lbmol; a 900°R se obtiene $\bar{h}_2 = 6\,337.9$, $\bar{u}_2 = 4\,550.6$.

$$\Delta H = m(\bar{h}_2 - \bar{h}_1) = (2)(6\,337.9 - 3\,466.2) = 5\,743.4 \text{ Btu}$$

$$\Delta U = m(\bar{u}_2 - \bar{u}_1) = (2)(4\,550.6 - 2\,473.2) = 4\,154.8 \text{ Btu}$$

o sea, 6 059.3 kJ y 4 383.3 kJ, respectivamente.

## 3.11 TABLAS LIQUIDO-VAPOR

Se dispone de tablas y diagramas de las propiedades termodinámicas de varias sustancias puras en aproximadamente una región bifásica (ver secciones B 13 a B 16, B 26 a B 31 y B 33 a B 36, inclusive, en el Apéndice; también la tabla II, §3.12, y las obras de consulta [0.7], [0.9], [0.10], [0.32] y otras). En su mayor parte, los símbolos de las propiedades han sido estandarizados: subíndice *g*, vapor (sat.); subíndice *f*, líquido (sat.); subíndice *fg*, cambio de líquido a vapor (sats.); subíndice *i*, con frecuencia se refiere a sólido (sat.). En la mayoría de las tablas los valores de referencia para las propiedades extensivas se especifican en forma arbitraria; en el caso de propiedades correspondientes a estados por debajo de los valores de referencia, simplemente son negativas y el signo debe ser aplicado y manejado según el álgebra, lo cual suele presentarse en el trabajo con refrigerantes.

Emplearemos el $H_2O$ en nuestro estudio detallado, ya que es la más usual de las sustancias operantes; las tablas de vapor tienen una gran semejanza para todas ellas. Las tablas denominadas ASME *Steam Tables*, que se abreviará en lo sucesivo como ASME S. T., consideran que la entropía y la energía interna* valen cero en el punto triple; 32.018°F (antiguamente en las tablas de Estados Unidos, la entalpia se consideraba nula para líquido saturado a 32°F o 0°F). Ver secciones B 13 a B 15. En las tablas de refrigerantes, el valor de referencia suele ser líquido saturado a −40°F (−40°C). Una gráfica a escala (aproximadamente) de las líneas de líquido y vapor saturados para $H_2O$ se muestra en la figura 3/7 en los planos *pv* y *Ts*. La escala de volumen para el líquido se presenta deformada (exagerándola) debido a la enorme diferencia entre los volúmenes de líquido y de vapor a baja presión (ver las tablas). En la figura 3/7(a) observemos cómo la línea de vapor saturado "se aplana", o sea, se extiende acercándose gradualmente al eje *v* hacia la derecha, y el volumen aumenta a una intensidad creciente. La línea punteada de presión constante *zr* en la figura 3/7(b) es solamente representativa, y se ha exagerado la diferencia cuantitativa entre ella y la línea de saturación. Siendo quizá la más atípica de las sustancias, el agua tiene algunos atributos únicos[3.5]; uno de ellos es que la línea $p = C$ cruza la línea de líquido saturado en el punto correspondiente a densidad máxima, el punto *n* a 4°C (39°F). Ver la figura 3/4(b). Contrariamente a la sustancia más típica sugerida por la figura 3/1, la temperatura de fusión de $H_2O$ disminuye al aumentar la presión (los estados ordinarios pueden observarse en §3.8).

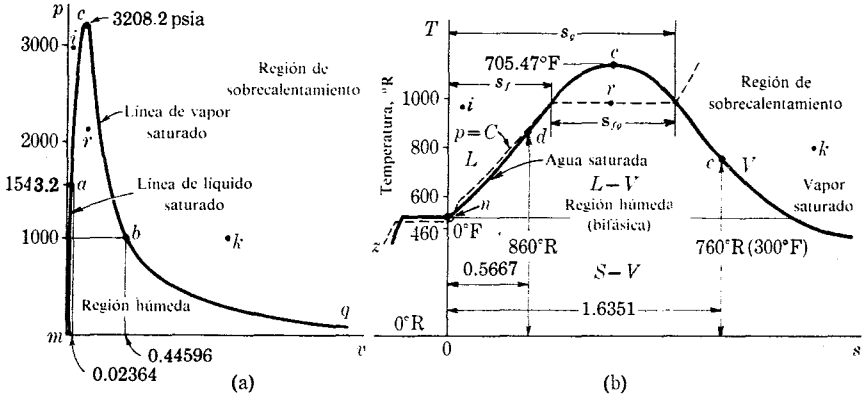



**Fig. 3/7.** *Líneas de líquido y vapor saturados en los planos p-v y T-s para el caso del* $H_2O$. Los puntos *d* y *e* definidos numéricamente fueron elegidos en forma arbitraria.

* El convenio internacional es considerar la entropía y la función de Helmholtz ($A = u - Ts$) como iguales a cero en el punto triple.

Evidentemente, de la definición de los símbolos se tiene que

$$v_g = v_f + v_{fg}, \qquad h_g = h_f + h_{fg} \qquad s_g = s_f + s_{fg} \qquad \text{y} \qquad u_g = u_f + u_{fg}$$

Si un punto de estado se localiza en la región bifásica —por ejemplo, $r$ (fig. 3/7)—, la calidad $x$ o la humedad $y$ se deben conocer para hallar sus propiedades; $x + y = 1$. Si en 1 kg hay $x$ kg de vapor saturado y $y$ kg de líquido saturado, la entropía de la mezcla, que el lector puede comprobar como abscisa en la figura 3/7(b), es

**(a)** $$s = xs_g + ys_f = xs_g + (1 - x)s_f = s_f + x(s_g - s_f) = s_f + xs_{fg}$$

Sustituyendo $x$ en función de $y$, se obtiene

**(b)** $$s = ys_f + xs_g = ys_f + (1 - y)s_g = s_g - y(s_g - s_f) = s_g - ys_{fg}$$

En el trabajo con regla de cálculo, la expresión **(b)** para $y$ da respuestas más exactas cuando la calidad es elevada (aproximadamente superior a 75%); la expresión **(a)** para $x$ es mejor para calidades bajas (de menos de 25%). Hay poca diferencia en el intervalo intermedio. Todas las propiedades específicas de un sistema bifásico se pueden obtener por analogía con las ecuaciones **(a)** y **(b)**. En el caso de una unidad de masa (por ejemplo, 1 kg),

**(c)** $$h = h_g - yh_{fg} \qquad h = h_f + xh_{fg}$$

**(d)** $$v = v_g - yv_{fg} \qquad v = v_f + xv_{fg}$$

[CALIDAD ALTA] [CALIDAD BAJA]

Tratándose de una mezcla sólido-vapor, $s = s_i + xs_{ig}$, $h = h_i + xh_{ig}$, $v = v_i + xv_{ig}$, donde, por ejemplo, $h_{ig}$ es el cambio de entalpia de sólido saturado a vapor saturado (sublimación), o sea, $h_g - h_i$.

Generalmente, en tablas de la clase que se considera no se dan valores de energía interna; por lo tanto, cuando sea necesario se calculará a partir de $u = h - pv$, donde las unidades en tablas elaboradas en Estados Unidos son por lo común Btu/lb. En el caso de una mezcla bifásica, las propiedades $h$ y $v$ deben estar de acuerdo, o sea, $h = h_g - yh_{fg}$ y $v = v_g - yv_{fg}$.

A bajas presiones $u_f \approx h_f$. Por ejemplo, en el punto triple, 32.018°F (273.16 K), $u_f = 0$; en consecuencia

**(e)** $$h_f = u_f + p_{sat}v_f = p_{sat}v_f = \frac{(144)(0.08865)(0.016022)}{778} = 0.00026 \text{ Btu/lb}$$

o sea, $1.444 \times 10^{-4}$ kcal/kg; $p_{\text{sat.}}$ es la presión de saturación a 32.018°F y los valores numéricos se han tomado de la sección B 13.

### Ejemplo—Energía interna de vapor sobrecalentado

Hallar $u$ para vapor a 100 psia (7 kgf/cm$^2$ abs.) y 600°F (316°C).

**Solución.** De la sección B 15 se obtiene $h = 1\,329.6$ y $v = 6.216$; por lo tanto

**(a)** $$u = h - \frac{pv}{J} = 1\,329.6 - \frac{(100)(144)(6.216)}{778} = 1\,214 \text{ Btu/lb}$$

Es decir, 674.4 kcal/kg.

## 3.12 LIQUIDO COMPRIMIDO

Se conoce como ***líquido comprimido*** aquel cuya presión real es mayor que la presión de saturación correspondiente a su temperatura. Un ***líquido subenfriado***, por lo contrario, tiene una temperatura inferior a la temperatura de saturación que corresponde a su presión. Estas dos definiciones determinan estados idénticos, significan la misma cosa y se acostumbra usar estos nombres en forma equivalente. En la figura 3/8, considere un líquido saturado en el estado *d* que se enfría a presión constante hasta el estado *B, c* o *b*. Por tanto, ha sido subenfriado. Por otra parte, consideremos también un líquido saturado en *a*, figura 3/8; suponga que se bombea hasta alcanzar una presión más alta según ***bcBd***. Si se bombea isotérmicamente, el estado final es *b*; si lo es en forma isentrópica, el estado final es *c*; si se efectúa isométricamente el bombeo ($v = C$), el estado final es *B*. Cada uno de estos estados representa un líquido comprimido.

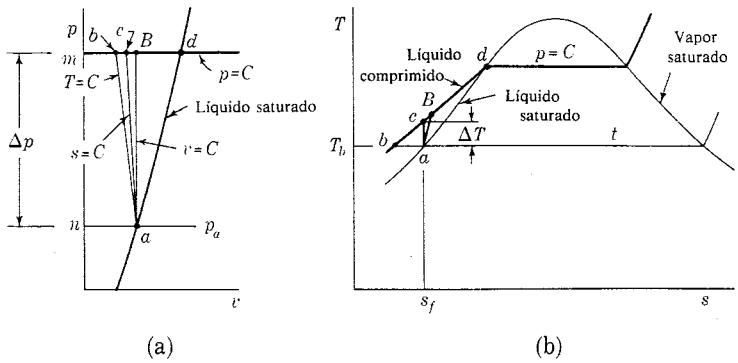



**Fig. 3/8.** *Líquido comprimido.* Las diferencias de estado han sido amplificadas para mayor claridad.

Típicamente, las tablas de vapor no dan propiedades de líquido comprimido (una excepción son las ASME S. T.[0.32]), lo que significa que es conveniente lograr una buena estimación. La hipótesis más fácil es que el líquido es incompresible, $v = C$, lo cual es apropiado para presiones que no son muy elevadas y para líquidos no demasiado compresibles, en cuyo caso los puntos *b, c* y *B* están muy cercanos. En primer lugar, de la ecuación (2-34, 4-12) para un bombeo reversible donde $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$, se tiene

**(a)** $$dW = -dh \quad \text{o bien} \quad W = -\Delta h_s \qquad [ac]$$

donde el subíndice *s* indica entropía constante, proceso *ac* (fig. 3/8). Luego entonces, de la ecuación (4-15) con $T\,ds = 0$ se tiene

**(b)** $$dh = v\,dp \quad \text{o bien} \quad \Delta h \approx v\int dp = v\Delta p$$

Observe que $v\,\Delta p$ es la región rectangular *naBm*, figura 3/8(a); $v = v_a = v_f$ es el volumen de líquido saturado a hallar en las tablas de vapor. Sea $p_a = p_{\text{sat}}$, lo que significa la presión de saturación a partir de la cual el líquido se consideró haber sido bombeado hasta la presión efectiva $p_{\text{real}}$. La ecuación **(b)** se puede escribir entonces como

(3-3) $$h_c \approx h_B = h_f + \frac{v_f\,(p_{\text{real}} - p_{\text{sat}})}{J} \quad \text{o bien} \quad h_B - h_f \approx \frac{v_f\,(p_{\text{real}} - p_{\text{sat}})}{J}$$

una aproximación del estado a que se llega después del bombeo isentrópico si el líquido es más o menos incompresible. (Ver mayores detalles en §11.17.)

## TABLA II Agua líquida comprimida

Resumida, con autorización de las ASME *Steam Tables*, publicadas por la American Society of Mechanical Engineers. Las ASME S.T. contienen muchos más estados de líquido comprimido. Ver también la sección B 15.

| *Presión absoluta* (temp. sat. °F) | *Temperatura* | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | *32°F* | *100°F* | *200°F* | *300°F* | *400°F* | *500°F* | *600°F* |
| 200 (381.8) | | | | | | | |
| $v$ = | 0.01601 | 0.01612 | 0.01663 | 0.01744 | | | |
| $h$ = | 0.59 | 68.52 | 168.51 | 269.96 | | | |
| $s$ = | −0.0000 | 0.1294 | 0.2938 | 0.4369 | | | |
| 600 (486.20) | | | | | | | |
| $v$ = | 0.01599 | 0.01610 | 0.01660 | 0.01741 | 0.0186 | | |
| $h$ = | 1.8 | 69.58 | 169.42 | 270.70 | 375.49 | | |
| $s$ = | 0.0000 | 0.1292 | 0.2933 | 0.4362 | 0.5657 | | |
| 1 000 (544.58) | | | | | | | |
| $v$ = | 0.01597 | 0.01608 | 0.01658 | 0.01738 | 0.01855 | 0.02036 | |
| $h$ = | 3.00 | 70.63 | 170.33 | 271.44 | 375.96 | 487.79 | |
| $s$ = | 0.0001 | 0.1289 | 0.2928 | 0.4355 | 0.5647 | 0.6876 | |
| 2 000 (635.80) | | | | | | | |
| $v$ = | 0.01591 | 0.01603 | 0.01653 | 0.01731 | 0.01844 | 0.02014 | 0.02332 |
| $h$ = | 5.99 | 73.26 | 172.60 | 273.32 | 377.19 | 487.53 | 614.48 |
| $s$ = | 0.0002 | 0.1283 | 0.2916 | 0.4337 | 0.5621 | 0.6834 | 0.8091 |
| 3 000 (695.33) | | | | | | | |
| $v$ = | 0.01586 | 0.01599 | 0.01648 | 0.01724 | 0.01833 | 0.01995 | 0.02276 |
| $h$ = | 8.95 | 75.88 | 174.88 | 275.22 | 378.47 | 487.52 | 610.08 |
| $s$ = | 0.0002 | 0.1277 | 0.2904 | 0.4320 | 0.5597 | 0.6796 | 0.8009 |

Al tratar con un líquido comprimido decidimos primero si es necesario o no un ajuste de las propiedades de estado de saturación. Si la respuesta a esta pregunta es afirmativa, determinaremos entonces si la aproximación implícita en la ecuación (3-3) es apropiada (que podría ser también casi la misma que $h_b$). Estas son decisiones de ingeniería realizadas fácilmente con fundamento en la experiencia. Mientras tanto, para fines pedagógicos con el $H_2O$, expresamos que cuando $p \lessapprox 28$ kgf/cm$^2$ abs. (400 psia), hay que utilizar propiedades de líquido saturado, *a la temperatura especificada*, como propiedades de líquido comprimido; cuando $p > 28$ kgf/cm$^2$ abs. es necesario efectuar una correción aproximada o exacta, lo que depende de la exactitud necesaria y las facilidades existentes. Ver Tabla II.

### 3.13 Ejemplo—Comparación de cambios de entalpia durante la compresión del agua

Dada agua saturada a 38°C (100°F), determinar su entalpia si se comprime a 210 kgf/cm$^2$ abs. (3 000 psia) **(a)** isotérmicamente, **(b)** isentrópicamente y **(c)** isométricamente.

**Solución. (a)** Si es comprimida en forma isotérmica, sus propiedades después de la compresión son 100°F y 3 000 psia. De la tabla II se obtiene $h$ = 75.88 Btu/lb para este estado, representado por $b$ (fig. 3/8).

**(b)** De las tablas de vapor se obtiene la entropía original de $s_f$ = 0.1295 Btu/lb − °R. Interpolando a 3 000 psia en las tablas completas de vapor para esta entropía, la temperatura es aproximadamente de 101°F (38°C), y la entalpia vale 76.9 Btu/lb, con una cifra decimal. Este estado se representa por $c$ en la figura 3/8. Puesto que $h_f$ = 67.999 Btu/lb, el trabajo isentrópico de flujo constante de esta compresión es de 76.9 − 68 = 8.9 Btu/lb, que es un número positivo ($\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$).

(c) La compresión isométrica (o a volumen constante) es imaginaria, puesto que el agua no es realmente incompresible. De la ecuación (3-3), se tiene

$$h_B = 67.999 + \frac{(0.01613)(3\,000 - 0.949)(144)}{778} = 67.999 + 8.96 = 76.96 \text{ Btu/lb}$$

de la cual observamos que el trabajo de compresión es de 8.96 Btu/lb, no demasiado diferente del que se halló para una compresión isentrópica. Sin embargo, en estados donde el agua es más compresible y en el caso de otros líquidos más compresibles, lo anterior ya no es válido.

## 3.14 DIAGRAMAS PARA PROPIEDADES

Utilizando cualesquiera dos funciones puntuales de sustancias, como temperatura y entropía, podemos construir un diagrama a escala que contenga unas series de líneas; en serie cada línea simboliza una presión constante; en otra serie cada línea representa un volumen particular, y en otra más, las líneas son de calidad constante, etc. En el plano *Ts*, figura 3/9, se han trazado varias líneas de presión, volumen y calidad (también de sobrecalentamiento) constantes. Por consiguiente, un punto puede ser localizado por dos cualesquiera de estas coordenadas, después de lo cual todas las propiedades ilustradas podrán leerse en el diagrama. El grado de exactitud de la lectura dependerá del espaciamiento de las líneas y de las dimensiones del diagrama. Un diagrama *Ts* de gran tamaño para $H_2O$ está incluido en la publicación ASME S. T.[0.32]

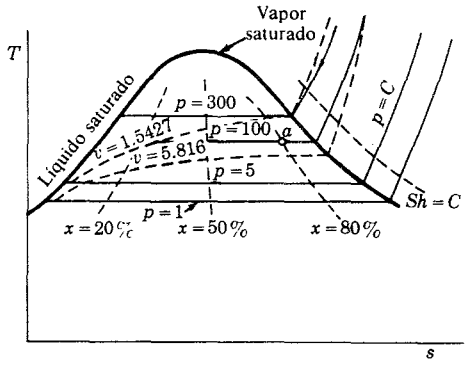



**Fig. 3/9.** *Diagrama temperatura-entropía para vapor de agua.* El punto *a*, por ejemplo, representa vapor a una presión de 7 kgf/cm² abs. (100 psia) y una calidad de 80%. Estas dos coordenadas se podrían utilizar para situar *a*, y luego el volumen se determinaría a partir de las líneas de volumen constante (punteadas); en este caso, entre $v = 1.54274$ y $v = 5.816$. (No hay suficientes líneas de volumen constante en esta figura para una interpolación precisa.)

## 3.15 DIAGRAMA DE MOLLIER

El ***diagrama de Mollier*** es uno en el que la entalpia es la ordenada y la entropía, la abscisa. En este diagrama (fig. 3/10) se presentan una serie de líneas de presión constante, una de líneas de calidad y sobrecalentamiento constantes y una más con líneas de temperatura constante. Desde luego, estas últimas (isotermas) coinciden con las líneas de presión constante (isobaras) en la región húmeda (abajo de la línea de vapor saturado), pero siguen hacia arriba y a la derecha en la región de sobrecalentamiento a partir de las isobaras. Un gran diagrama de Mollier que comprende una sección similar a la señalada por las líneas punteadas de la figura 3/10, se tiene en la publicación ASME S. T.[0.32], y uno de menor tamaño en *Problemas*.

El diagrama de Mollier es de lo más útil en relación con los procesos de flujo constante. Las líneas de calidad constante para vapor están rotuladas según el valor de humedad,

$y = 1 - x$. Las líneas de presión constante en la figura 3/10 son rectas en la región húmeda, y el quiebre que muestran es resultado de un cambio de escala para la entropía. Ver los ejemplos que se indican al pie de la figura 3/10 para explicar el método de utilizacion del diagrama.

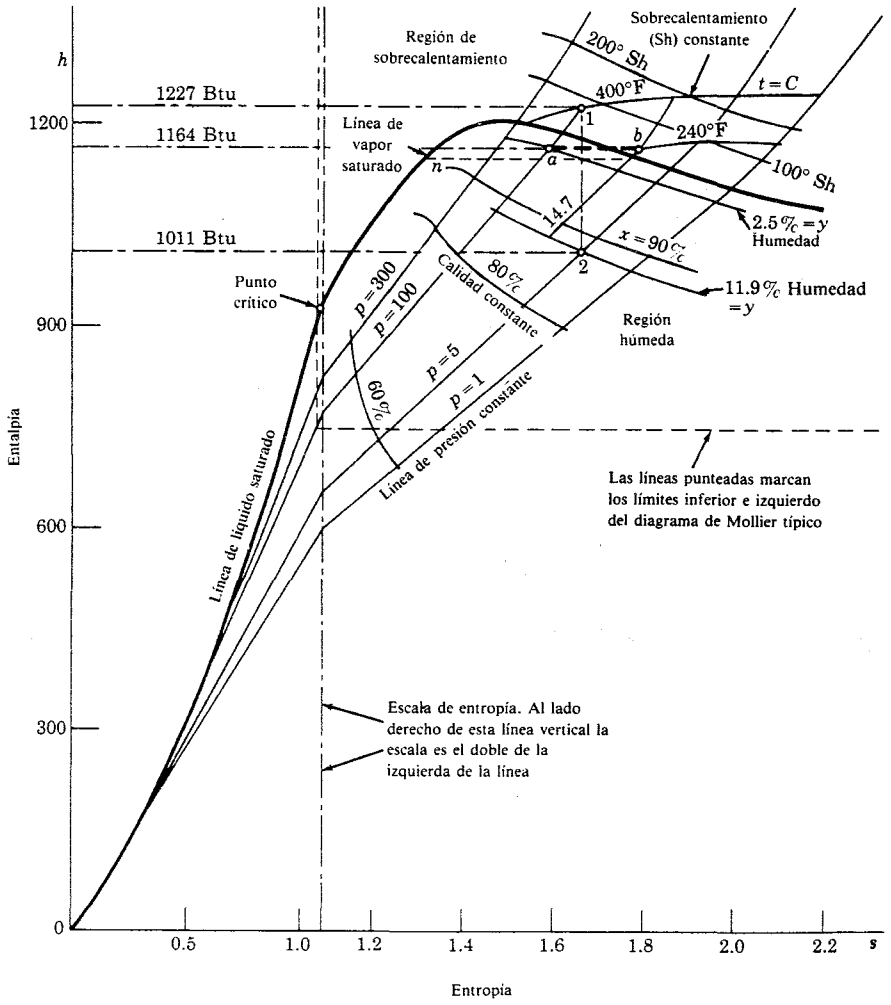



**Fig. 3/10.** *Diagrama entalpía-entropía (de Mollier) para vapor de agua.* —*Ejemplo:* Se tiene vapor en la tubería principal a una presión $p_a$ = 100 psia (7 kgf/cm² abs.). La muestra en el calorímetro está a 14.7 psia (1.033 kgf/cm² abs.) y 240°F (116°C). ¿Cuál es el contenido de humedad $y_a$ en el vapor del conducto?

*Solución.* A partir del estado de vapor en el calorímetro, se localiza *b* en la intersección de las curvas $p_b$ = 14.7 psia y $t_b$ = 240°F. Puesto que el proceso de estrangulamiento en el calorímetro es según $h_a = h_b$, se sigue la línea horizontal hasta llegar a la línea de presión $p_1$ = 100 y se localiza el punto *a*. Se lee después la respuesta $y_a$ = 2.5%. Si la presión inicial es demasiado alta, $p_1 > p_2 \approx 1\,800$ psia (126 kgf/cm² abs.), la expansión no llega al sobrecalentamiento a 14.7 psia (1.029 kgf/cm² abs.) y así no podría ser utilizado un calorímetro estrangulador.

*Ejemplo.* A una turbina entra vapor a 100 psia (7 kgf/cm² abs.) y 400°F (204°C), punto 1; se expande luego isentrópicamente según una vertical hasta 5 psia (0.35 kgf/cm² abs.). ¿Qué trabajo se realiza si $\Delta K$ = 0?

*Solución.* Utilizando las propiedades del vapor de entrada se localiza 1 en la intersección de las curvas $p_1$ = 100 psia y $t_1$ = 400°F. Se sigue después la línea de entropía constante (vertical) hasta la línea de 5 psia (0.32 kgf/cm² abs.) y se determina 2. Se sigue luego hasta el lado izquierdo del diagrama desde 1 y se lee $h_1$ = 1 227 Btu/lb; se prosigue después hasta el mismo lado desde 2 y se lee $h_2$ = 1 011 Btu/lb. La ecuación **(d)**, §7.16, da $W$ = 1 227–1 011 = 216 Btu/lb = 120kcal/kg; $v_2$ = 11.9%.

### Ejemplo

Uso de B 16, diagrama de Mollier (SI).

1. Un kilogramo de vapor de agua está a 100 bar, 600°C. Hallar sus propiedades, $h$, $v$, $s$. Utilizando B 16 (SI).

$$h = 3\,622 \text{kJ/kg} \quad v = 0.0384 \text{m}^3/\text{kg} \quad s = 6.9 \text{ kJ/kg·K}$$

2. Tres kilogramos de vapor cambian de estado desde 1 bar, $x_1 = 90\%$ (punto 1) hasta 300°C (punto 2) y $s = C$. Determinar $s_1$, $p_2$, $\Delta H_{12}$ y $\Delta V_{12}$. Haciendo uso de B 16 (SI):

$$s_1 = ms_1 = (3)(6.755) = 20.265 \text{ kJ/K}$$
$$p_2 = 20.5 \text{ bar}$$
$$\Delta H_{12} = m(\Delta h) = (3)(3\,025–2\,450) = 1\,725 \text{ kJ}$$
$$\Delta V_{12} = m(\Delta v) = (3)(0.125–1.5) = -4.125 \text{ m}^3$$

3. Dos kilogramos de vapor ocupan 4 $\text{m}^3$ a 250°C. ¿Cuál es su estado? Utilizando B 16 (SI):

$$v_1 = V_1/m = 4/2 = 2 \text{ m}^3/\text{kg}$$

La localización de la intersección de $v_1 = 2 \text{ m}^3/\text{kg}$ y $t_1 = 250°\text{C}$ muestra el estado de sobrecalentamiento correspondiente a un grado $(t_1 = t_{\text{sat}}) = (250–100) = 150°\text{C}$.

## 3.16 EL DIAGRAMA *ph*

El diagrama *ph* es otro medio gráfico conveniente para mostrar un gran número de datos termodinámicos en una sola hoja. En el Apéndice se tienen diagramas *ph*, que presentan propiedades termodinámicas seleccionadas para el fluido en estudio. La ventaja de un diagrama, en comparación con una tabla, es que la interpolación visual se puede efectuar

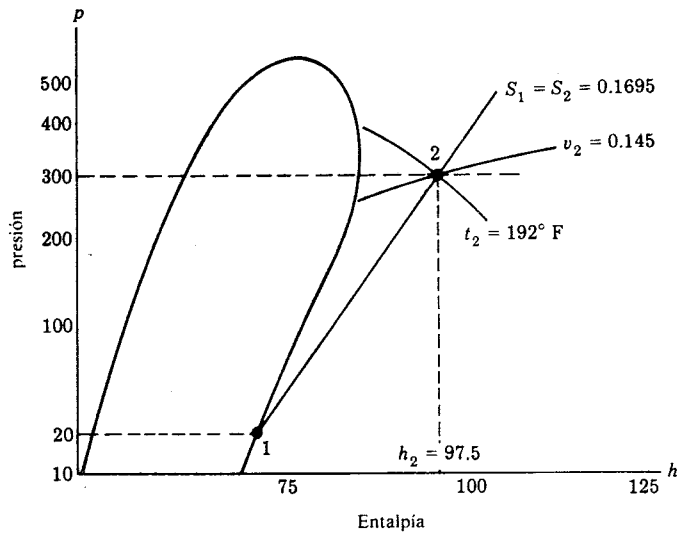



**Fig. 3/11.** *Diagrama p-h para freón 12.*—Ejemplo: Vapor saturado de freón 12 a 20 psia (1.4 kgf/cm² abs.) se comprime isentrópicamente (es decir, siguiendo una línea de entropía constante) hasta que la presión es de 300 psia (21 kgf/cm² abs.). Determine las propiedades finales $t_2$, $h_2$, $s_2$, $v_2$.

*Solución:* Se localiza el punto inicial 1 como la intersección de la línea de 20 psia y la línea de vapor saturado. Luego se sigue diagonalmente hacia arriba a lo largo de la línea $s_1 = s_2$ hasta cortar a la línea de 300 psia. Se leen los valores respectivos como $t_2 = 192°\text{F}$, $h_2 = 97.5$ Btu/lb, $s_2 = s_1 = 0.1695$ Btu/lb·°R, $v_2 = 0.145$ $\text{pie}^3/\text{lb}$.

directamente en el diagrama en el caso de propiedades de entrada con valor poco común, mientras que las tablas requieren interpolación del tipo en línea recta, que con frecuencia es muy laborioso, y algunas veces, inexacto.

La figura 3/11 es un diagrama *ph* para freón 12 (ver B 35). Observe cómo las líneas isotérmicas se abaten notablemente en la región de sobrecalentamiento. Bajo la "cúpula" bifásica las isotermas son rectas horizontales y siguen las líneas de presión. Ver un ejemplo en la explicación al pie de la figura 3/11 acerca del modo de utilizar el diagrama.

## 3.17 CONCLUSION

Ahora el lector ya debe haber advertido que las sustancias, al igual que las personas, son todas distintas. Se debe emplear una tabla, un diagrama o una ecuación de estado que se ajuste a la sustancia operante en estudio. El estudio de este capítulo debe haber proporcionado ya una facilidad razonable en el manejo de las tablas líquido-vapor, en el empleo de diagramas y en la localización rápida de ambas cosas en el Apéndice b. La comprensión y familiaridad en el empleo de estos conocimientos serán muy necesarios en los capítulos siguientes.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**3.1** Si 1 kg de agua está a $10^6$ Pa abs. (10 bar) y 300°C, utilice B 16 (SI) y determine su volumen, entalpia y entropía; halle asimismo su energía interna. Trace el croquis en el plano *hs*.

*Resp.* $U$ = 2 796 kJ/kg.

**3.2** Suponga que 2 kg de aire a 3.03975 MPa abs. (30 atm) y 143 K experimentan un proceso de presión constante hasta que la temperatura llega a 293 K. Mediante B 26, determine el cambio total de entalpia y de entropía. Trace el croquis del proceso en el plano *Ts*.

*Resp.* 351.7 kJ, 1.758 kJ/K.

**3.3** Hay 500 litros de helio en un recipiente a 1.01325 MPa abs. (10 atm) y 180 K. En el caso del helio (utilice B 30), halle la entalpia y la entropía totales; trace el croquis en el plano *Ts*.

**3.4** Se tiene aire líquido que pasa por un cambio de fase a presión constante de 20 atm hasta que se convierte en vapor saturado. Obtenga el cambio en entalpia y entropía para una masa de 10 kg de aire.

**3.5** Suponga que 2 kg de hidrógeno (B 28) están inicialmente a 40 atm y 100 K. **(a)** Si el hidrógeno cambia su presión a 1 atm sin variar la temperatura, halle los cambios de entalpia y de entropía. **(b)** Si la temperatura del hidrógeno varía a 35 K sin variación de la entropía, determine el cambio de presión y la entalpia.

*Resp.* **(a)** 66.989 kJ, 23.027 kJ/K.

**3.6** Considere que 1 kgmol de agua se calienta a presión constante ($p$ = 5 bar) desde el estado de humedad ($x_1$ = 85%) hasta 400°C. Utilice B 16 (SI) y halle los cambios de volumen, entalpia y entropía. Demuestre el croquis en el plano *hs*.

**3.7** Se enfrían 1500 litros de agua a volumen constante desde 40 bar de presión y 612°C, hasta 400°C. Emplee B 16 (SI), trace el croquis del proceso y determine **(a)** la masa de agua procesada, **(b)** el cambio de entalpia, **(c)** el cambio de entropía, y **(d)** el cambio de energía interna.

**3.8** Un cilindro contiene 500 litros de una sustancia gaseosa a 10 atm, 140 K. Calcule la masa si la sustancia es **(a)** oxígeno (B 27), **(b)** nitrógeno (B 29) o **(c)** helio (B 30).

**3.9** Si 1 kgmol de agua está a 20 bar, 400°C (ver B 16-SI), calcule la función de Gibbs $G = H - TS$ y la energía interna $U$.

*Resp.* $G$ = −27 936 kJ, $U$ = 53 028 kJ.

**3.10** Calcule el valor de $c_p$ para vapor de agua en la región de 30 bar, 450°C; recurra a B 16 (SI) y a diferencias finitas. Se sugiere el uso de estos dos puntos: 30 bar, 440°C, y 30 bar, 460°C, para las diferencias finitas de $T$ y $h$.

**3.11** Un proceso de enfriamiento ocurre a presión constante $p$ = 4 atm en el caso de 0.32 kg de oxígeno inicialmente a $T_1$ = 190 K; la entropía específica final es $s_2$ = 135 J/gmol·K. Utilice B 27, trace el croquis respectivo y halle **(a)** la temperatura final $T_2$ (en K), **(b)** $\Delta S_{12}$ total (en J/K), **(c)** $\Delta V_{12}$ total (en litros), y **(d)** $\Delta H_{12}$ total (en J);

**(e)** calcule $\Delta U_{12}$ total (en J).

*Resp.* **(b)** −450 J/K, **(d)** −54 450 J.

**3.12** Considere que 5 kg de nitrógeno se calientan a volumen constante desde 95 K hasta 250 K; el volumen específico es $v = 0.1$ cm$^3$/g. Utilice B 29 (trace el croquis respectivo) y determine **(a)** la densidad $\rho$ (en g/cm$^3$), **(b)** $\Delta S_{12}$ total (en J/K), **(c)** $\Delta H_{12}$ total (en J), **(d)** $p_1$ y $p_2$ (en atm); **(e)** $\Delta U_{12}$ total (en J).

*Resp.* **(b)** 82.5 kJ/K, **(c)** 1.450 MJ.

**3.13** De conformidad con la regla de las fases de Gibbs [ver la ecuación **(a)**, §3.7], ¿cuántos grados de libertad tiene un sistema que consiste en una sustancia pura, si dicha sustancia es un gas o un vapor sobrecalentado? ¿Si fuera una mezcla de vapor y líquido? ¿Si se hallara en el punto triple (§3.3)?

**3.14** Se tiene vapor de agua que pasa por un proceso isentrópico ($h = c$) desde 15 bar, 350°C hasta 100 bar. Utilice B 16 (SI) y obtenga los valores de la temperatura final $t_2$, y de $\Delta v_{12}$, $\Delta s_{12}$.

**3.15** Un tanque rígido de 100 litros con paredes adiabáticas, está dividido en dos partes iguales $A$ y $B$ por una partición. En un lado se tiene vapor de agua a 1 bar y 200°C; en el otro hay vapor también a 20 bar y 400°C. Se elimina la separación y ocurre una mezcla completa. Determine el estado de equilibrio ($p$, $t$) y $\Delta S$.

**3.16** Vapor de agua saturado a 250°C se hace que recorra su isoterma hasta que la presión sea la de 1 bar. Localice los puntos extremos de estado en el diagrama de Mollier (B 16, SI), y para cada unidad de masa de vapor procesado determine **(a)** $p_1$, **(b)** $\Delta h_{12}$, **(c)** $\Delta s_{12}$, **(d)** $\Delta v_{12}$.

## UNIDADES TECNICAS

**3.17** Utilice varios puntos de datos seleccionados de B 14 y trace en el plano $pv$ la curva de líquido y vapor saturados correspondiente al agua. Los resultados darán al observador una idea de la forma real de esta curva.

**3.18** Lo mismo que en el problema 3.17 excepto que los puntos de datos han de ser seleccionados de B 13 y la línea de saturación se ha de trazar para agua en el plano $TS$.

**3.19** Si 1 kg de vapor de agua saturado está a 7 kgf/cm$^2$ abs. (100 psia), halle su temperatura, volumen, entalpia, entropía y energía interna. Determine también el cambio en estas propiedades desde líquido saturado hasta vapor saturado a la misma presión. Trace los diagramas $pv$ y $TS$.

**3.20** El freón 12 pasa por un cambio de estado desde líquido saturado a 14 kgf/cm$^2$ abs. (200 psia) hasta vapor sobrecalentado a 14 kgf/cm$^2$ abs. (200 psia), 116°C (240°F); ver B 35. Para cada unidad de masa de freón 12 determine **(a)** $h_{fg}$, **(b)** $\Delta h_{12}$, **(c)** la entropía final $s_2$ y el volumen final $v_2$. Trace el croquis en el plano $ph$.

**3.21** Aire a 100°F experimenta un cambio de temperatura hasta 1 500°F y su presión permanece relativamente baja. Empleando B 2 y para $m = 10$ lb de aire obtenga $\Delta H_{12}$, $\Delta U_{12}$ y $\Delta \phi_{12}$. ¿Cuáles son los valores de las relaciones $p_{r2}/p_{r1}$ y $v_{r1}/v_{r2}$?

*Resp.* $\Delta H_{12} = 3\,598$ Btu, $p_{r2}/p_{r1} = 102$.

**3.22** Un fluido gaseoso con propiedades semejantes a las que se dan en B 8 está a 127°C (260°F) y se le comprime hasta que $p_{r2}/p_{r1} = 10$. Para 2 lbmol halle **(a)** la temperatura final $T_2$, **(b)** $\Delta H_{12}$, **(c)** $\Delta U_{12}$, **(d)** $\Delta \phi_{12}$, **(e)** el valor de $v_{r1}/v_{r2}$.

**3.23** Para cada uno de los gases enlistados en B 2 a B 10, compare los valores respectivos de entalpia $\bar{h}$ a 556 K (1 000°R) y con base en 1 lbmol de sustancia. ¿Cuál gas tiene la mayor $\bar{h}$ y cuál la menor? ¿Cuáles dos son los más cercanos en valores de $\bar{h}$?

**3.24** Se tiene aire a 1 306 K (2 350°R) y relativamente baja presión; halle $T_2$. Obtenga también $\Delta H_{12}$, $\Delta U_{12}$, $\Delta \phi_{12}$ para 2 kg (4 lb) de aire. Utilice B 2.

**3.25** Si 1 kg de vapor de agua saturado está 7 kgf/cm$^2$ abs. (100 psia) determine su temperatura, volumen, entalpia, entropía y energía interna; halle también el cambio en estas propiedades desde líquido saturado hasta vapor saturado a la misma presión. Trace los croquis respectivos en los diagramas $TS$ y $pV$. Ver B 14.

**3.26** Un cilindro de 10 pie$^3$ contiene un vapor saturado a 100°F. ¿Cuáles son los valores de la presión y la masa de vapor en el cilindro si la sustancia es **(a)** $H_2O$, **(b)** $NH_3$, **(c)** freón 12?

*Resp.* **(a)** 0.94924 psia, 0.02854 lbm.

**3.27** Complete la siguiente tabla correspondiente al agua; ver B 13, B 14 y B 15.

| *Estado* | *(a)* | *(b)* | *(c)* | *(d)* | *(e)* |
|---|---|---|---|---|---|
| Presión psia | 120. | | 50 | | 1200 |
| Temperatura, °F | | 500 | | 900 | |
| Volumen, pie$^3$/lb | 4.361 | | | | |
| Volumen, pie$^3$ | | | | | |
| Masa, lb | 2 | 1 | 3 | 1.5 | 4 |
| Calidad, % | | | 70 | | |
| Humedad, % | | | | | 20 |
| Entalpia, Btu | | 1245.1 | | | |
| Entropía, Btu/°R | | | | 2.1450 | |

**3.28** **(a)** ¿Qué volumen ocupan 2.5 kg (5 lb) de vapor de agua a 140 kgf/cm$^2$ abs. (2 000 psia) y calidad de 60% **(b)** ¿Qué volumen ocupa la misma masa de vapor a 1.4 kgf/cm$^2$ abs. (20 psia),

y 60% de calidad? (c) ¿Es admisible omitir el volumen del líquido en uno u otro de los casos anteriores?

**3.29** (a) Se tiene dióxido de azufre a 180°F y 0.40 Btu/°R·lb. Localice este punto de estado en B 36 y halle la presión y la entalpia. (b) Dos libras de mercurio están a 200 psia y tienen una entalpia total de 280 Btu. Con base en B 34, describa su estado —incluyendo la temperatura, la entropía y la calidad o el sobrecalentamiento.

**3.30** (a) Si 10 lb de dióxido de carbono ocupan 4 pie$^3$ a 150 psia, determine la entalpia, la temperatura, la calidad o el sobrecalentamiento. Utilice B 31. (b) Cinco libras de freón 12 están a 100 psia y 250°F. Localice este estado en B 35 y halle el volumen, la entalpia y la entropía.

**3.31** En cada uno de los cuatro diagramas siguientes B 31 ($CO_2$), B 33 ($Nh_3$), B 35 (F12) y B 36 ($SO_2$), localice el estado de vapor saturado a 10°C (50°F). Ahora siga la línea de entropía constante desde este estado de vapor saturado hasta el lado derecho del diagrama. Para una unidad de masa de cada una de las cuatro sustancias y entre las dos localizaciones de los puntos de estado, enuncie los cambios en presión, temperatura, entalpia y volumen obtenidos por lectura en los diagramas.

**3.32** (a) Calcule los valores específicos para las funciones de Helmholtz y de Gibbs correspondientes a vapor de agua saturado a 7 kgf/cm$^2$ abs. (100 psia). (b) Ahora considere agua líquida saturada a la misma presión y determine estas funciones. Compárelas.

**3.33** Evalúe las constantes $A$ y $B$ en la relación $h = A + Bpv$ correspondiente a vapor de agua en la proximidad de 7 kgf/cm$^2$ abs. (100 psia) y 260°C (500°F): por ejemplo, 7 kgf/cm$^2$ abs., 232°C, y la misma presión y 288°C. Compruebe luego la validez de la relación resultante para 14 kgf/cm$^2$ abs. y 260°C. Calcule el porcentaje de desviación respecto del valor de $h$ obtenido de la tabla de vapor.

**3.34** La regla de Dühring establece que si se grafica (en coordenadas rectangulares) la temperatura de saturación de un fluido en función de la de otro fluido para las mismas presiones, resultará (aproximadamente) una línea recta. Utilizando agua y amoniaco compruebe este enunciado para el intervalo de presión de 0.7 kgf/cm$^2$ abs. (10 psia) a 7 kgf/cm$^2$ abs. (100 psia) y escriba una ecuación para la línea resultante.

**3.35** De una bomba sale agua a 210 kgf/cm$^2$ abs. (3 000 psia) y 149°C (300°F). En el caso de este estado de compresión, utilice la Tabla II y halle su volumen $v$, entalpia $h$ y entropía $s$. A partir de la sección B 13 determine estos valores para agua líquida saturada a 300°F y compare los resultados.

**3.36** El agua que se obtiene de un bebedero a 10°C (50°F) está en un estado de compresión (subenfriado). A esa temperatura su presión de saturación es de 0.012445 kgf/cm$^2$ abs. (0.17796 psia), y sin embargo, sale de la fuente a 1.033 kgf/cm$^2$ abs. (14.7 psia). ¿Influye mucho esta compresión en su volumen o en su entalpia?

**3.37** Suponga que 10 lb/seg de vapor de agua pasan por un proceso de entropía constante desde 250 psia y 700°F, hasta la presión atmósferica. Trace el croquis de este proceso en el diagrama de Mollier (B 16) y determine $t_2$, $s_2$, $y$ (humedad), $\Delta H_{12}$.

*Resp.* 212°F, 17.00 Btu/°R·s, 4% − 2 600 Btu/seg.

**3.38** Los dos calores específicos $c_v$, $c_p$ (ver secciones 2.18, 2.19) se desean para vapor de agua en la región general de 90 psia, 800°F. A fin de calcular $c_p$ utilice los dos puntos de estado de 90 psia, 700°F y 90 psia, 900°F. Para calcular $c_v$ los puntos de 85 psia, 700°F y 100 psia, 900°F; observe la constancia del volumen para estos puntos. Compare estos valores con los de la sección B1 dados para vapor de agua a baja presión.

**3.39** La variación de $c_v$, $c_p$ y $k = c_p/c_v$ con la presión y la temperatura se estudian para vapor de agua sobrecalentado. Considere que el intervalo de presión es de 15 a 100 psia y el de la temperatura es de 250 a 900°F. Vea en §§2.18, 2.19 la descripción de los calores específicos. Escriba un programa de computadora que produzca los valores respectivos en todos los intervalos descritos de $p$ y $t$. Suponga que los datos de la tabla de vapor de agua se almacenan en la memoria de la computadora.

# 4

# PRIMERA LEY DE LA TERMODINAMICA – ENERGIA

## 4.1 INTRODUCCION

Teniendo presente el contenido de los capítulos anteriores procederemos ahora a aplicar este conocimiento. Es natural que una descripción de la primera ley de la termodinámica sea oportuna en este punto. Además de aplicar esta ley en circunstancias variables, desarrollaremos también la ecuación general de energía para el sistema abierto. Se hallará que estos son medios sencillos, pero poderosos, para resolver problemas termodinámicos con cierto grado de refinamiento.

## 4.2 PRIMERA LEY DE LA TERMODINAMICA

En el curso de los años* se efectuaron muchos experimentos en los que se llevó a cabo la medición del trabajo y el calor. Siempre que las mediciones fueron realizadas en forma cíclica (en primero y principalmente por Joule), se halló que el calor neto en el sistema era igual al trabajo neto. En la forma de la ecuación (2-34A) podemos generalizar como sigue:

**(a)** $Q_{\text{entr.}} + W_{\text{entr.}} = Q_{\text{sal.}} + W_{\text{sal.}}$ o bien, $Q_{\text{entr.}} - Q_{\text{sal.}} = \Sigma Q = W_{\text{sal.}} - W_{\text{entr.}} = \Sigma W$

con base en la primera ley. Parafraseando los primeros enunciados de este principio, se puede decir que *cuando un sistema pasa por un cambio cíclico, el calor neto que entra o sale del sistema es igual al trabajo neto que efectúa o admite el mismo*. En forma simbólica, se expresa que

**(b)** $$\Sigma Q = \oint dQ \quad y \quad \Sigma W = \oint dW$$

donde el pequeño círculo del signo integral significa que la integración (suma) se realiza por entero alrededor del ciclo (siguiendo una trayectoria cerrada), simbolismo que a menudo será conveniente. Por lo tanto,

(4-1) $$\oint dQ = \oint dW \quad \text{o bien,} \quad \oint dQ - \oint dW = 0, \quad \textit{es decir} \quad \oint (dQ - dW) = 0$$

* La mayor parte de las leyes físicas proviene de observaciones de sucesos que ocurren repetitivamente. A diferencia de los teoremas, corolarios y postulados, las leyes físicas pueden ser expuestas pero no demostradas en el sentido matemático. La primera ley de la termodinámica queda en esta categoría.

una expresión matemática del concepto primitivo de la primera ley, donde, desde luego, el calor y el trabajo se deben expresar en las mismas unidades de energía, y los signos se establecen de acuerdo con la convención definida anteriormente. Puesto que conviene ampliar el enunciado para que comprenda todas las formas de energía, podemos considerar que el principio de conservación de la energía implica a la primera ley tradicional, y se puede expresar en la manera siguiente: *una forma de energía puede convertirse en cualquiera otra.*

## 4.3 ENERGIA INTERNA—CONSECUENCIA DE LA PRIMERA LEY

Ya hemos descrito la energía interna como una consecuencia del estado molecular de un sistema dado de un fluido; ver § 2.6. Ahora bien, una vez aceptada la primera ley, demostraremos que como una consecuencia de ella existe la energía interna y es una propiedad.

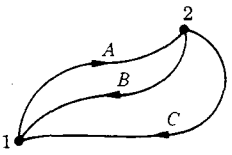



**Fig. 4/1** *Sistema que pasa por un proceso cíclico.*

Consideremos que un sistema cerrado cambia según un cierto proceso $A$ desde el estado 1 hasta el estado 2, y por otro proceso $B$ desde el estado 2 hasta el estado 1; ver figura 4/1. Luego entonces, de acuerdo con la ecuación (4-1) se puede escribir.

$$\text{(4-2A)} \qquad \oint_{1A2B1} (dQ - dW) = \int_{1A2} (dQ - dW) + \int_{2B1} (dQ - dW) = 0$$

Ahora bien, sea el proceso $C$ un medio diferente por el cual el sistema puede cambiar desde el estado 2 hasta el estado 1. Para el cambio cíclico $1A2C1$ se puede escribir también

$$\text{(4-2B)} \qquad \oint_{1A2C1} (dQ - dW) = \int_{1A2} (dQ - dW) + \int_{2C1} (dQ - dW) = 0$$

Combinando estas dos ecuaciones y simplificando los resultados en

$$\text{(4-2C)} \qquad \int_{2B} (dQ - dW) = \int_{2C} (dQ - dW)$$

Concluiremos que cuando cambia un sistema de un estado a otro, el valor de la integral $\int (dQ - dW)$ es independiente del proceso implicado y depende sólo de los estados extremos, por lo tanto, se deduce que esta integral tiene las características de una propiedad. Puesto que las dos cantidades que se consideran ($dQ$ y $dW$) son ambas magnitudes de energía, llamaremos a esta integral *energía interna* en general y se la designará por el símbolo $E$. Se deduce que

$$\text{(4-2)} \qquad E_2 - E_1 = \int_{1A2} (dQ - dW) = Q - W$$

donde $Q$ y $W$ son el calor neto y el trabajo neto que corresponden al sistema cuando experimenta un cambio de estado entre 1 y 2.

En forma diferencial, se tiene

$$dE = dQ - dW$$

o bien,

(4-3) $$dQ = dW + dE$$

**Ejemplo**

Un sistema cerrado pasa por un cambio de estado para el cual el calor es $Q = 100$ J, y el trabajo $W = -25$ J. Hallar $\Delta E$.

**Solución.**

$$\begin{aligned} \Delta E &= Q - W \\ &= 100 - (-25) \\ &= 125 \text{ J} \end{aligned}$$

## 4.4 RELACION ENTRE *E, U*

Consideremos un sistema cerrado que consiste en una sustancia pura en la que no intervienen acciones debidas a electricidad, magnetismo, capilaridad, gravedad y movimiento. Con base en esta masa total, se asignará un valor a su energía interna y la designaremos por $U$, la energía interna térmica, que es determinada por dos propiedades independientes.

Si repentinamente la sustancia se pone en movimiento dentro de las fronteras cerradas, y en forma simultánea se somete a la acción de un campo gravitacional, la energía interna incluirá ahora estos efectos energéticos y se le asignará el símbolo $E$, de modo que

(4-4) $$E = U + P + K$$

Considerando un sistema con la unidad de masa, lo anterior queda

$$e = u + P + K$$

En ausencia de gravedad y movimiento,

$$E = U$$

## 4.5 ENTALPIA

Una combinación de propiedades se puede usar para definir otra propiedad, pero sólo unas cuantas combinaciones serían útiles. Quizá la de mayor utilidad es la propiedad denominada ***entalpia*** o ***entalpía,***** (la entalpia $h$ no tiene relación alguna con la constante de Planck, § 2.17) y se define por

**(a)** $$h \equiv u + pv \qquad \text{y} \qquad H = mh \equiv U + pV$$

Puesto que todos los términos están en las mismas unidades, la conversión usual se aplica a $pv$, $pV$; por ejemplo, para $p$ en kgf/m$^2$ y $V$ en m$^3$, se emplea $J = 427$ kgf·m/kcal, como

* Esta propiedad ha sido llamada también *calor total* y *contenido de calor*, nombres impropios que deben evitarse.

en $pv/J$ y $pV/J$, a fin de obtener kcal. La entalpia tiene unidades de energía, pero *no es una forma de energía.* En diversos modos de expresión el cambio de entalpia está dado por

**(b)** $dh = du + d(pv)$

**(c)** $\Delta h = \Delta u + \Delta(pv)$ o bien, $h_2 - h_1 = u_2 - u_1 + p_2v_2 - p_1v_1$

para el caso de una masa unitaria, y lo anterior se aplica a cualquier sustancia. Como la energía interna $u$, la entalpia se mide a partir de un valor de referencia conveniente. Por lo general, en lo que sigue se calcularán cambios de entalpia de una sustancia pura.

## 4.6 SISTEMAS CERRADOS

El sistema cerrado, definido en la sección 1.3 como aquel en el que no hay intercambio de materia con su alrededor, puede tener relación con muchas clases de energía, por ejemplo: un tubo electrónico, un transistor, un par termoeléctrico, un termómetro de gas, una viga estructural y otros más. El tipo de sistema cerrado que se estudiará con más frecuencia, es el que consiste en un fluido que experimenta uno o más procesos. Estos últimos pueden ser del tipo sin flujo, como el que se presenta en el caso de un fluido encerrado en el cilindro con pistón de la figura 1/1; en este caso se trata de un ***sistema cerrado sin flujo,*** o simplemente *sin flujo,* sobrentendiéndose que es *cerrado.* O bien, el fluido puede hallarse en movimiento en el interior del sistema, como sucede en una planta de vapor (fig. 4/2). Por lo tanto, en todo sistema es posible almacenar cualquier forma de energía, excepto el trabajo y el calor (el cual debe ser generalizado para incluir el flujo de energía radiante,

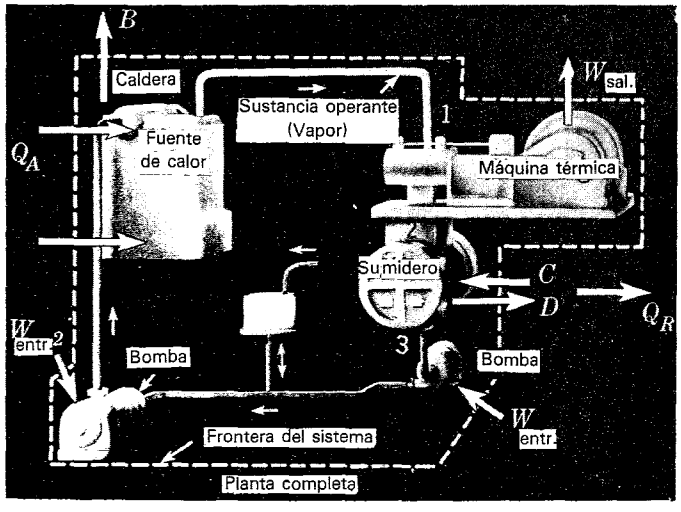



**Fig. 4/2** *Sistema cíclico cerrado—Planta de potencia de vapor.* Considere que el sistema termodinámico es la sustancia $H_2O$ alojada en los tubos, la máquina motriz y otros equipos. Se suministra calor al $H_2O$ en la caldera. Esta energía proviene de la reacción química del combustible y el suministro de aire (otro sistema) que entra en $A$. El agua se vaporiza en dicha caldera, y el vapor fluye hacia la máquina, donde parte de su energía se convierte en el trabajo $W_{sal.}$; el vapor de descarga entra al condensador, donde cede calor al agua de enfriamiento (la cual entra por $C$ y sale por $D$, constituyendo otro sistema); el vapor condensado (agua líquida) retorna a la caldera mediante dos bombas, suministrándole un trabajo $W_{entr.} = W_{(entr.)1} + W_{(entr.)2}$. El trabajo neto del ciclo es $W = W_{sal.} - W_{entr.}$.

si fuera conveniente). Sin embargo, las formas de energía *almacenada* $E_s$ que se encontrarán más frecuentemente son la cinética $K$, la potencial (gravitacional) $P$ y la molecular $U$:

(4-5) $$E_s = U + K + P \quad \text{o bien,} \quad E_s = u + K + P$$

[POR UNIDAD DE MASA]

pero otras formas no deben ser omitidas, principalmente la energía química $E_{\text{quím.}}$ que se presentará más adelante. Por definición de una propiedad, $\Delta E_s = 0$ para un ciclo completo. Si la sustancia fluye, como en la figura 4/2, o si está en agitación, el valor de las energías almacenadas $U$, $K$ y $P$ puede ser diferente para cada elemento de masa $m_i$, lo cual significa que la energía total es la suma de las energías de todos los elementos $i$ que constituyen el sistema:

**(a)** $$E_s = \sum_i (m_i u_i + m_i K_i + m_i P_i)$$

o bien, será satisfactoria en ciertos casos una estimación media o de promedio.

En un sistema cerrado (sin flujo) puede presentarse o no un ciclo. Un sistema cerrado se puede desplazar en el espacio y poseer diversas clases de energía almacenada, inclusive energía cinética del conjunto si los ejes de referencia no están fijos en el sistema; también puede ser acelerado por atracción gravitacional, o bien, desacelerado por resistencia del aire atmosférico, pero si se utiliza un medio fluyente (por ejemplo, un chorro) para cambiar su posición o aspecto en el espacio, el sistema ya no se considerará como cerrado.

Un ***sistema totalmente aislado*** (que se definió antes en la sección 1.3) es aquel que tiene fronteras rígidas y en el que no hay intercambio de energía ni de masa con su alrededor ($\Delta m = 0$, $W = 0$, $Q = 0$); esta es una forma especial de sistema cerrado y es un útil concepto termodinámico.

## 4.7 ECUACION DE ENERGIA EN EL CASO DE SISTEMAS CERRADOS

Las ecuaciones de energía son enunciados simbólicos del principio de conservación de la energía con signos convencionales bien definidos. Si el calor $Q$ se coloca en el *lado de las entradas,* ecuación (2-34), será positivo cuando se trate de calor suministrado. Si el trabajo $W$ se pone en el *lado de las salidas,* será positivo cuando corresponda a trabajo efectuado *por* el sistema. En consecuencia, de acuerdo con la ecuación (2-34) el balance de energía para un proceso sin flujo es

(4-6) $$dQ = dE_s + dW \quad \text{o bien,} \quad Q = \Delta E_s + W$$

[ECUACION DE ENERGIA EN UN PROCESO SIN FLUJO]

donde $Q$ es el calor neto que entra (+) o que sale (−) de un cierto tipo de sistema cerrado, $W$ es el trabajo neto, y $\Delta E_s$ es el cambio de energía almacenada. Las energías contenidas pueden ser de cualquier tipo almacenables, como la energía química.

Sea un cierto sistema cerrado, por ejemplo, el de la sustancia gaseosa alojada en el cilindro de la figura 4/3, en cuyo caso la única forma de energía almacenada es la interna molecular $U$, $u$. Consideremos que fluye un calor $Q$ a este sistema, lo cual hace que el fluido se expanda empujando al pistón movible contra cualquier clase de resistencia, por ejemplo, la presión $p_0$ del alrededor, un peso o un resorte que ejerce una fuerza variable $F$, que depende

del tipo y magnitud de la compresión del resorte. En consecuencia, un trabajo $W = \int p\, dV$ (sección 2.8) es efectuado por el fluido para vencer estas resistencias. La ecuación de energía en un proceso sin flujo será

(4-7A) $\qquad dQ = dU + dW \qquad$ o bien, $\qquad Q = \Delta U + W$

(4-7B) $\qquad dQ = du + dW \qquad$ o bien, $\qquad Q = \Delta u + W$

[POR UNIDAD DE MASA]

donde todos los términos de energía deben estar en las mismas unidades; $\Delta u = u_2 - u_1$ es positivo en el caso de un aumento, y la $u$ minúscula indica que todos los términos corresponden a la unidad de masa (por ejemplo, 1 kg, 1 lb, o bien, 1 mol, si fuera conveniente); así mismo $U = mu$. En el caso de cambios finitos, los estados 1 y 2 *deben ser estados de equilibrio interno* para evaluar $u_2 - u_1$.

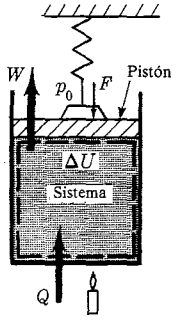



**Fig. 4/3** *Diagrama de energía para un sistema en que no exista flujo.* Si hay calor que entra y que sale, $\int dQ = Q_{entr.} - Q_{sal.} = Q$, donde $Q$ representa el calor neto del proceso. En forma semejante, $\int dW = W_{sal.} - W_{entr.} = W$, siendo ahora $W$ el trabajo neto. NOTA: El trabajo del sistema $W = \Delta P + \Delta E_{res.} + p_0 \Delta V$, donde $\Delta P$ es el cambio de energía potencial gravitacional correspondiente al peso del pistón y al cuerpo unido a él, §2.4; $\Delta E_{res.}$ es el cambio en la energía almacenada en el resorte, §2.11, y $p_0 \Delta V$ el trabajo efectuado por el sistema al actuar sobre la atmósfera circundante.

## 4.8 SISTEMAS ABIERTOS Y FLUJO CONSTANTE

Muchos de los sistemas relacionados con la generación de energía son sistemas abiertos (hay paso de masa a través de sus fronteras), y existen numerosos otros sistemas. Es usual en el estudio de sistemas cerrados, como la planta simplificada de energía de la figura 4/2, establecer fronteras que determinen como sistema un elemento particular de equipo. Por ejemplo, supongamos que la máquina motriz es una turbina de vapor. Para estudiar tal turbina se establecen fronteras en las secciones de entrada y de salida, figura 4/4, y se considerará al vapor como el operante del sistema, determinando en detalle la clase (y la cantidad, si es posible) de la energía que atraviesa cada sección. Luego se formula

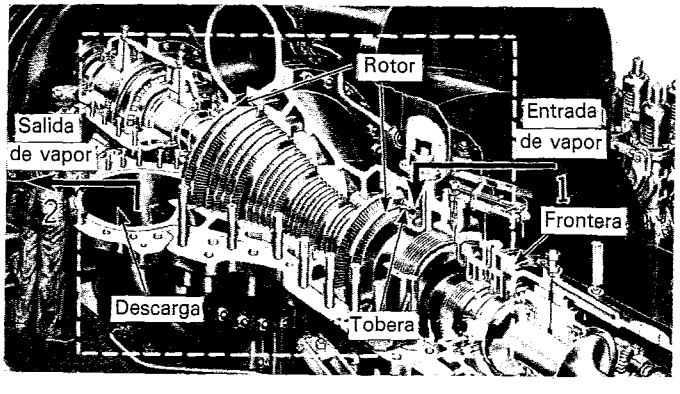



**Fig. 4/4** *Una turbina de vapor como sistema termodinámico.*

un balance de energía con base en el principio de conservación. La frontera total de un sistema abierto (la carcasa de una turbina, por ejemplo) se denomina ***superficie de control,*** y el volumen delimitado por esta superficie es el ***volumen de control.*** De ordinario, se emplea un modelo idealizado que no es muy difícil de analizar. En particular se supone que es un ***sistema de flujo constante,*** el que se define como sigue: 1) La intensidad de flujo de masa hacia el sistema es igual a la intensidad de flujo desde el sistema; no hay ni acumulación ni disminución de masa dentro del mismo. 2) No existe acumulación ni disminución de energía dentro del sistema; se deduce así que son constantes la intensidad de flujo de calor $Q$ y de trabajo $\dot{W}$; por ejemplo, la turbina de la figura 4/4 produce trabajo y radia calor a una intensidad constante en tanto opere en condiciones de flujo invariable. 3) El estado de la sustancia operante en cualquier punto del sistema permanece constante. 4) En el caso de determinación de propiedades, se supone un flujo unidimensional (sección 1.22) en las fronteras de entrada y salida del sistema; las propiedades se manejan entonces como si fueran uniformes dichas secciones o fronteras.

Para algunas finalidades, una máquina de flujo intermitente (de cilindro y émbolo) se puede analizar como un sistema de flujo constante cuando: 1) La admisión es desde un *pleno* o depósito de sustancia de gran tamaño (teóricamente infinito), donde las propiedades de la sustancia que entra a la máquina son uniformes y se pueden medir en una frontera del pleno en la que sean constantes. 2) La descarga es hacia un depósito o pleno de gran tamaño, en el que propiedades presumiblemente uniformes en su estado de salida se pueden medir y considerar constantes. 3) La temperatura en cada punto de la máquina varía periódicamente y es la misma todo el tiempo que el motor pasa por la serie completa de eventos. 4) El calor y el trabajo son iguales para cada ciclo o serie completa de eventos.

Sistemas de estado no constante y, por tanto, transitorio, son de varias formas, cada una de las cuales se caracteriza por acumulación o disminución de masa o de energía —o bien, de ambas— dentro del sistema. Por ejemplo: 1) La sustancia puede fluir hacia afuera desde un sistema (como en el caso de un tanque de aire comprimido, desde el cual fluye dicho gas para inflar un neumático). 2) La sustancia puede fluir hacia adentro (como sucede cuando se llena un tanque de aire estando cerrada su válvula de escape). 3) La sustancia puede fluir hacia dentro y hacia fuera al mismo tiempo pero con intensidades diferentes, de modo que cambie la cantidad de fluido en el interior del sistema. O bien, 4) una máquina puede estar calentándose (por ejemplo, al ponerla en marcha estando fría o al aumentar su potencia desarrollada), o bien, estar enfriándose (al reducir la potencia que desarrolla). Los balances de energía para tales sistemas se realizarán y aplicarán más adelante (Capítulo 7); por ahora nos concentraremos en un simple volumen de control con flujo constante.

## 4.9 ECUACION GENERAL DE ENERGIA EN EL CASO DEL SISTEMA ABIERTO

Consideremos el sistema abierto $A$ de la figura 4/5 delimitado por la superficie de control $S$, en el que se tiene una pequeña masa $dm$ a punto de entrar en él.

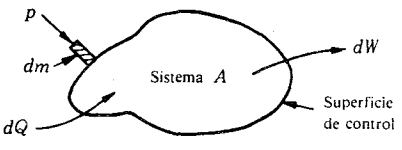



**Fig. 4/5** *Sistema abierto.*

Las energías internas totales inicial y final del sistema $A$ se representan por $E_1$ y $E_2$, respectivamente, y la energía interna específica de la masa $dm$ es $e$. Esta masa $dm$ será empujada a

través de la superficie $S$ para que se una al sistema $A$. Durante este proceso de reunión ocurre una interacción de calor y trabajo dando por resultado $dQ$ y $dW$.

Cuando $dm$ cruce la superficie de control $S$ estará sometida a una presión $p$, la cual si se ejerce sobre una pequeña parte de $dm$, da lugar a la fuerza que actúa en $dm$. Si imaginamos a dicha masa $dm$ como de un cubo de lado $l$, entonces el trabajo realizado sobre ella en términos de la presión $p$ que actúa sobre la superficie $l^2$, y que la hace desplazar la distancia $l$ a través de la frontera es

$$pl^2 \cdot l = pV = pv\, dm$$

donde $v$ es el volumen específico de la masa $dm$ al cruzar $S$. Estamos ahora en condiciones de examinar las diversas energías para el sistema $A$.

En el caso del multisistema $A$ y $dm$ podemos aplicar la ecuación (4-2) y hallar

(4-8A) $$E_2 - E_1 = dQ + e\, dm + pv\, dm - dW$$

o bien, $$dQ = E_2 - E_1 - (e + pv)\, dm + dW$$

(4-8B) $$dQ = E_2 - E_1 - (u + K + P + pv)\, dm + dW$$

(4-8C) $$dQ = E_2 - E_1 - (h + K + P)\, dm + dW$$

Para una corriente constante de masas $dm$ que atraviese la superficie $S$, la ecuación (4-8C) será

(4-8) $$Q = E_2 - E_1 - \Sigma\, (h + K + P)\, dm + W$$

donde $h$ designa la entalpia específica de la masa cuando cruza la superficie de control. Si un elemento de masa hubiera de pasar hacia fuera de $A$ atravesando la superficie de control, entonces $dm$ sería negativa. Se recomienda al lector que tome en cuenta cuidadosamente estos signos.

### Ejemplo

Se considera un recipiente de presión vacío, figura 4/6, que ha de llenarse con vapor de agua proveniente de una tubería principal. Hallar la temperatura relativa del vapor en el recipiente.

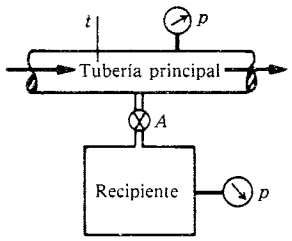



**Fig. 4/6** *Proceso de llenado.*

**Solución.** La válvula $A$ permanece abierta hasta que la presión del vapor en el depósito llega a ser igual a la de la tubería. Para el proceso de flujo del vapor desde la tubería, $E_1 = 0$, $Q = 0$, $W = 0$, $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$.

Aplicando la ecuación (4-8) resulta

$$Q = E_2 - E_1 - \Sigma\,(h + K + P)\,dm + W$$

$$hm = E_2 \qquad \text{o bien,} \qquad h_{\text{tub.}} = u_{\text{recip.}}$$

Puesto que $h$ es mayor que $u$ en cualquier estado dado, y como la presión en el recipiente es la misma que la presión en la tubería, la temperatura en aquél debe exceder a la de esta última.

## 4.10 SISTEMAS ABIERTOS DE ESTADO Y FLUJO CONSTANTES

Consideraremos ahora una ecuación de balance de energía en la que intervengan todas aquellas formas de la misma en las cuales hay más interés, ecuación que se puede aplicar a muchos sistemas con flujo. Puesto que no existe cambio alguno en la masa o la energía almacenadas, el principio de conservación, ecuación (2-34), y la ecuación (4-8) se reducen a

**(a)** Energía entrante al sistema = Energía saliente del sistema

Por consiguiente, el problema consiste simplemente en contabilizar las formas de energía que atraviesan la frontera: energía potencial $P$, energía cinética $K$, energía interna $U$, todas las clases de energía *almacenadas en la corriente* (no en el sistema) cuando atraviesa una frontera, energía de flujo $E_f$, calor $Q$ y trabajo (de un eje mecánico) $W$, figura 4/7. La energía de flujo $p_1V_1 = E_{f1}$ entra al sistema debido al trabajo realizado en la frontera 1 contra una presión $p_1$ al forzar al fluido hacia adentro del sistema.

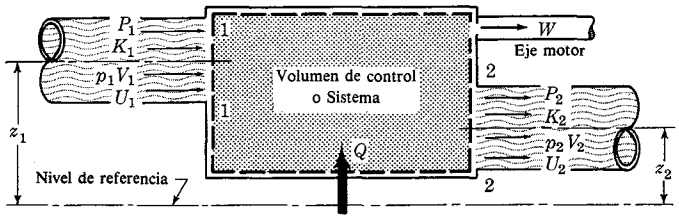



**Fig. 4/7** *Diagrama de energía de un sistema con flujo constante.* En la sección 1, la presión, el volumen específico y la velocidad del fluido son $p_1$, $V_1$ y $\mathscr{e}_1$, respectivamente; en la sección 2, son $p_2$, y $V_2$ y $\mathscr{e}_2$. Un *diagrama de energía* es una representación de un sistema en el que se tiene indicación de todos los cambios de energía. En una aplicación particular, uno o varios de los términos de energía pueden ser cero o despreciables; o algunas otras formas de energía pueden ser significativas. Observemos que $W$ es el trabajo *neto* y $Q$ es el calor *neto*. Las energías que son transportadas por el fluido en movimiento se consideran como *energías en convección*.

De manera semejante, $E_{f2} = p_2V_2$ es el trabajo para obligar al fluido a salir en contra de la presión exterior $p_2$. Puesto que $Q$ se muestra como calor *de entrada* y $W$ como trabajo *de salida, Q neto* será positivo cuando se suministra calor y negativo cuando se cede calor; *W neto* es positivo cuando el sistema realiza trabajo (hay salida de energía) y negativo cuando se efectúa trabajo sobre el sistema (entra energía). La ecuación energética es entonces (fig. 4/7) de acuerdo con la ecuación **(a)**,

$$P_1 + K_1 + E_{f1} + U_1 + Q = P_2 + K_2 + E_{f2} + U_2 + W \tag{4-9}$$

la cual ilustra la clase de razonamiento que habría que realizar al llevar a cabo un balance de energías para cualquier clase de sistema. Aunque la masa y la energía se mueven a través de las fronteras con intensidad constante, es conveniente, sin embargo, realizar cálculos considerando la unidad de masa y los cambios que ocurren a esta unidad cuando pasa a través del sistema; si la intensidad de flujo es $\dot{m}$, entonces, por ejemplo, $\dot{W} = \dot{m}W$, donde $W$ es el trabajo por unidad de masa. También se debe suponer que las propiedades en una frontera son uniformes. Ahora se despejará a $Q$ de la ecuación (4-9) para una unidad de masa y se realizarán las operaciones adecuadas.

(4-9A) $$Q = \Delta u + \Delta(pv) + \Delta K + \Delta P + W$$

(4-9B) $$dQ = du + d(pv) + dK + dP + dW$$

(4-9C) $$dQ = dh + dK + dP + dW$$

(4-9D) $$dQ = du + p\,dv + v\,dp + dK + dP + dW$$

en ellas la totalidad de los términos están en las mismas unidades, todas las cantidades con $\Delta$ son la diferencia entre el valor final además el valor inicial de una propiedad, y la intensidad del flujo es constante; $dh = d(u + pv) = du + d(pv)$ de la sección 4.5 se utiliza en (4-9C), y en la última forma, el término de energía de flujo ha sido sustituido por su equivalente matemático. Es conveniente comprender ahora que un cambio en el valor de $pv$ puede, y generalmente lo hace, ocurrir en un sistema sin flujo, pero que tiene significado como una cantidad de energía separada sólo en el flujo que cruza una frontera. Puesto que resulta en realidad fácil calcular $\Delta h$ como $\Delta u$, es ventajosa la forma (4-9C) para casos de flujo constante.

Aunque las ecuaciones de energía (4-7) y (4-9) son apropiadas para un gran número de problemas típicos, al principiante le conviene mucho formarse el hábito de trazar un diagrama de energía, aun para estos sistemas simples. Se necesitan razonamientos correlativos para los numerosos casos que no se ajustan a estas ecuaciones. La primera decisión para un problema debe ser la localización de las fronteras del sistema; luego se indicarán en un croquis los "flujos" y cambios de energía significativos. Hay que tener plena confianza en el principio de conservación de energía.

## 4.11 APLICACIONES DE LA ECUACION DE FLUJO CONSTANTE

Suele ocurrir con frecuencia, a menos que la sustancia operante sea un líquido (como en el caso de una planta hidroeléctrica) o que haya grandes cambios de altura, que sea despreciable el cambio de energía potencial gravitacional. Si esto sucede, la ecuación de energía para flujo constante se reduce a

(4-10) $$dQ = dh + dk + dW \qquad [\Delta P = 0]$$

En cualquier caso, al llevar a cabo los balances de energía se debe saber lo que hace el sistema, cómo lo hace y qué formas de energía son significativas.

Consideremos una turbina, de gas o de vapor. Esta máquina recibe una corriente de fluido a alta presión, más o menos constante cuando la carga no varía; el fluido entonces se expande hasta un estado de baja presión efectuando trabajo (el objetivo del sistema es producir trabajo). La energía que contiene la corriente que entra es $u_1$ y $K_1$, y cuando una unidad de masa se empuja a través de la frontera 1, la energía de flujo $p_1v_1$ entra al volumen

de control. Ver el diagrama de energía de la figura 4/8. En forma semejante, la energía que sale con la corriente es $u_2 + p_2v_2 + K_2$, donde $K = v^2/(2\mathbf{k})$, para una masa $m = 1$. Evidentemente, se puede considerar $h = u + pv$ en cada frontera. Puesto que el fluido que pasa por la turbina ha de estar ciertamente a una temperatura diferente de la del exterior, el calor $Q$ es inevitable. El trabajo de salida $W$ es el que efectúa el fluido al pasar por el volumen de control. Puesto que $\Delta P$ es del todo insignificante, este balance de energía da por resultado la ecuación (4-10).

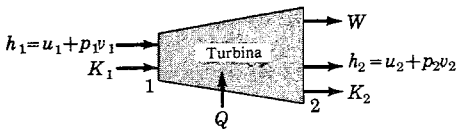



**Fig. 4/8** *Volumen de control para una turbina.* En el caso de turbinas de vapor y de gas, la sustancia que trabaja es más caliente que el medio circundante, y por consiguiente, el calor $Q$ sale del sistema. Si $Q$ debe ser la incógnita en la ecuación (4-9) para tal sistema, será entonces un número negativo.

Ahora el cambio total de energía cinética $\Delta K$ para la turbina típica es tan pequeño que, excepto en el caso de pruebas de lo más exigentes, por lo general se desprecia; $\Delta K \approx 0$. La ecuación (4-10) será entonces

$$dQ = dh + dW \qquad [\Delta K = 0, \Delta P = 0] \tag{4-11}$$

Por ejemplo, las turbinas de vapor de una planta central están muy bien aisladas térmicamente. Además, el tiempo que requiere una unidad de masa en pasar por la máquina es tan breve, que casi no hay mucho tiempo de que se emita calor. Se deduce que en algunas circunstancias, especialmente en una primera aproximación, el calor se puede despreciar, en cuyo caso, tenemos

$$dW = -dh \qquad [Q = 0, \Delta K = 0, \Delta P = 0] \tag{4-12}$$

Si estas diversas decisiones hubieran sido tomadas al principio, $K_1$, $K_2$ y $Q$, de la figura 4/8, no aparecerían en el diagrama de energía aplicable. Note que las anteriores ecuaciones de energía han sido obtenidas sin tomar en cuenta los complejos detalles de los fenómenos que ocurren dentro de la turbina, pero que necesitamos efectivamente saber "algo" acerca del sistema.

Como otro ejemplo, consideremos una tobera de impulso, que es un dispositivo necesario en una cierta clase de turbina (en la "caja negra" de la figura 4/8), en un motor de reacción y en muchos otros elementos. Recibe un fluido y dirige su expansión en forma ordenada hasta una presión menor, con el objeto de convertir parte de la energía que entra en la energía cinética de salida. No se produce rotación de ningún eje, y $W = 0$. El tiempo que tarda en pasar una cierta partícula es sólo una fracción de segundo, y muy aproximadamente, $Q = 0$. Puesto que $u$ y $E_f$ deben ser consideradas en ambas secciones, se utiliza $h = u + pv$ y se obtiene el diagrama de la figura 4/9. Se iguala la "energía que entra" a la "energía que sale" y despejando $\Delta K$ se obtiene

$$\Delta K = -\Delta h = -(h_2 - h_1) = h_1 - h_2 \qquad [Q = 0, W = 0, \Delta P = 0] \tag{4-13}$$

de donde se observa que el cambio de entalpia es el negativo del cambio de energía cinética. En muchos casos la energía cinética entrante es despreciable cuando se compara con el

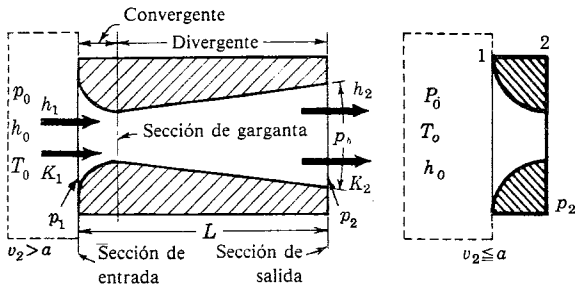
valor final, $K_1 \approx 0$ (especialmente si nos apartamos un poco de la sección de entrada, donde las propiedades son $p_0$, $T_0$, etc., figura 4/9), en cuyo caso

**(a)** $$K_2 = \frac{v_2^2}{2\mathbf{k}} \approx h_1 - h_2 \qquad [K_1 = 0,\ Q = 0,\ W = 0]$$

en las unidades coherentes que se emplean.

Finalmente, tratándose de un sistema donde $W = 0$ pero el calor no es despreciable, el balance de energía usual será

**(b)** $$dQ = .dh + dK \qquad [W = 0,\ \Delta P = 0]$$




(a) Tobera convergente-divergente (b) Tobera convergente

**Fig. 4/9** *Diagrama de energía para una tobera.* La superficie de control es la superficie interna de la tobera y los planos imaginarios en las secciones 1 y 2. Si $a$ es la velocidad acústica local, la velocidad en la garganta, figura (a), es $a$; la velocidad en la sección de salida de (a) es $v_2 > a$. En la tobera convergente, la velocidad de salida nunca es mayor que $a$; así mismo, $v_2 \leqq a$ en la figura (b). Ver el capítulo 18.

No hay que olvidar que cuando un fluido pasa a través de una frontera la entalpia representa energía, pero en *dos clases diferentes:* energía interna y energía de flujo. Se recomienda, con el fin de tener una idea clara, que en el caso de sistemas diferentes de los de flujo constante, las cantidades de energía $u$ y $pv$ se consideren individualmente al principio y luego se combinen en $h$ cuando sea apropiado.

## Ejemplo

Flujo de vapor en una tobera de impulso.
Vapor a 50 bar, 500°C entra a una tobera semejante a la de la figura 4/9 y se expande según un proceso estacionario de flujo constante hasta 20 bar, siendo $s = c$; $K_1 \approx 0$, $\Delta P = 0$, $Q = 0$, $W = 0$. Determinar la energía cinética de salida $K_2$ y la velocidad $v_2$.
**Solución.** Por la ecuación 4-13 (b)

$$dW = dh + dK$$

y $dK = -dh$

$$K_2 = h_1 - h_2$$

De la sección B 16 (SI) se obtiene

$$h_1 = 3\,550 \qquad h_2 = 3\,243 \text{ kJ/kg}$$

Para un flujo de 1 kg/seg,

$$K_2 = (3\,550 - 3\,243) = 307 \text{ kJ/seg}$$

Como $mK_2 = m\mathscr{v}^2/2$,

entonces $$\mathscr{v} = (2K_2)^{0.5}$$

$$= \left[(2)\left(\frac{307 \text{ kJ}}{\text{kg}}\right)\left(\frac{1000 \text{ J}}{\text{kJ}}\right)\left(\frac{1 \text{ Nm}}{\text{J}}\right)\left(\frac{1 \text{ kg}\cdot\text{m}}{\text{s}^2\text{N}}\right)\right]^{0.5}$$

$$= 784 \text{ m/seg}$$

## 4.12 RELACIONES ENTRE PROPIEDADES A PARTIR DE ECUACIONES DE ENERGIA

Consideremos sistemas constituidos por fluidos. Ahora que sabemos que $dQ = T\,ds$ en el caso de un proceso reversible, y $dW = p\,dv$ para el trabajo de frontera en un sistema sin flujo donde ocurre un proceso reversible, podemos hacer algunos cambios matemáticos. Utilizando estas expresiones en la ecuación de energía correspondiente a flujo cero (4-7) tenemos

(4-14) $$T\,ds = du + p\,dv \quad \text{o bien} \quad ds = \frac{du}{T} + \frac{p}{T}\,dv$$

y, significativamente, esta es una ecuación que contiene sólo funciones de punto. Por lo tanto, es válida entre dos estados de equilibrio cualesquiera en alguna clase de proceso, sin flujo o con flujo constante, reversible o irreversible, pero si el proceso que une los estados *no* es interiormente reversible, entonces $T\,ds$ y $p\,dv$ *no* representan calor y trabajo, respectivamente. En otras palabras, las integraciones de (4-14) se pueden realizar, como aprenderemos, según una cierta trayectoria reversible seleccionada entre los puntos, pero las interacciones de energía con el medio circundante a lo largo de esas trayectorias reversibles no serán iguales al intercambio de energía real.

Ahora diferenciemos $h = u + pv$, la definición de entalpia, y utilicemos $du + p\,dv = T\,ds$; $dh = du + p\,dv + v\,dp$, lo cual da

(4-15) $$dh = T\,ds + v\,dp \quad \text{o bien} \quad T\,ds = dh - v\,dp$$

donde $dQ = T\,ds$ en el caso de un proceso reversible. Las ecuaciones (4-14) (4-15) son muy útiles y se aplican a cualquier sustancia pura y a cualesquiera estados de equilibrio.

Considerando que $dQ = T\,ds$ en la ecuación de flujo constante (4-9), se tiene

**(a)** $$T\,ds = du + p\,dv + v\,dp + dK + dP + dW$$

o bien, puesto que $du + p\,dv$ cancela a $T\,ds$,

(4-16) $$-v\,dp = dK + dP + dW$$

lo cual quiere decir que en un proceso de flujo constante reversible, $-\int v\,dp$ es igual al trabajo efectivo en el eje $W$ más los cambios en las energías cinética y potencial, ecuación (2-9) y (2-5). Si $\Delta P$ es despreciable

$$-\int_1^2 v\,dp = W + \Delta K \qquad \text{[POR UNIDAD DE MASA]} \tag{4-17}$$

*Si* $\Delta P$ y $\Delta K$ son despreciables, el trabajo efectivo de un proceso de flujo constante es

$$W = -\int_1^2 v\,dp \qquad \text{[POR UNIDAD DE MASA]} \tag{b}$$

En forma semejante, si $W = 0$ y $\Delta P = 0$, $\Delta K = -\int v\,dp$. Si el proceso es irreversible, $-\int v\,dp$ no tiene el significado de (4-16).

La integral $-\int v\,dp$ (o bien, $-\int V\,dp$) muestra un área en el plano $pv$ (o $pV$) como se ilustra en la figura 4/10, y se denomina área "detrás" de la curva. De la ecuación (4-15) vemos que equivale a $\int(T\,ds - dh)$; si el proceso es reversible, $\int T\,ds = Q$; si $Q = 0$ en el caso del proceso reversible, el área $(-\int v\,dp)$ significa el cambio de entalpia $\Delta h$. Por la ecuación (4-16) hallamos que también representa $\Delta K + \Delta P + W$, donde uno o más de estos términos puede ser igual a cero.

Para un resultado matemático más útil, se diferencia $pv$ para obtener $d(pv) = p\,dv + v\,dp$, y observemos así que

$$\int p\,dv = -\int v\,dp + \Delta(pv) \qquad -\int v\,dp = \int p\,dv = -\Delta(pv) \tag{4-18}$$

donde $\Delta(pv) = p_2 v_2 - p_1 v_1$. La relación en (4-18) es de uso práctico siempre que una de las integrales sea más fácil de evaluar que la otra.

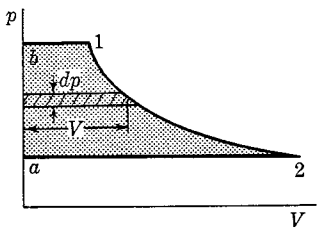



**Fig. 4/10** *Area para* $\int V\,dp$ (o bien, $\int v\,dp$). El área 1-2-*ab* representa el trabajo de un proceso de flujo constante y reversible cuando $\Delta K = 0$ y $\Delta P = 0$ y $-\Delta H$ cuando $Q = 0$. Observe que $-\int V\,dp$ es un número positivo cuando se integra desde 1 hasta 2 (esto es, para una expansión). Para efectuar la integración, se debe tener una relación entre $p$ y $V$ (o sea, $v$) como $pv^n = C$.

## 4.13 SISTEMAS ABIERTOS, FLUJO TRANSITORIO, ESTADO NO PERMANENTE

Podemos definir un ***proceso transitorio*** como un proceso inestable que ocurre al tratar de llegar a un estado de equilibrio o a un estado permanente o estable. En un proceso transitorio en la naturaleza, el tiempo se convierte en un factor importante, pero muchos procesos transitorios se pueden definir como eventos en un lapso limitado, de modo que ciertos cálculos termodinámicos se pueden realizar —si bien considerando modelos idealizados, como es usual.

Ejemplos de algunas situaciones transitorias ayudarán a esclarecer lo que esto significa. Suponga que una planta de potencia de vapor está operando en condiciones de estado estacionario (salida constante) y la demanda de potencia disminuye. Entre los muchos fenómenos complejos que comienzan a suceder, el flujo de vapor hacia la turbina y desde el generador de vapor se debe reducir; en consecuencia, es necesario disminuir también la alimentación de combustible y de aire a la caldera. Es fácil visualizar que habrá cambios de presión y de temperatura. No sólo variarán las temperaturas en la caldera, sino que habrá muchos cambios en el generador eléctrico. Si la nueva carga de la planta permanece constante, la planta llegará de nuevo finalmente a un nuevo estado de régimen permanente; mientras tanto, el proceso de variación es transitorio. Es improbable que un automóvil pueda operar en estado estable o permanente al correr por una carretera, pero en un banco de pruebas el motor funcionará satisfactoriamente en tales condiciones. Un punto particular en la pared de un cilindro puede pasar repetidamente a través del mismo intervalo de temperatura durante todo el ciclo del motor. Si varía la carga, cambia todo ciclo de temperatura, incluyendo los del agua y el aceite de enfriamiento. Estas ideas pueden ser extrapoladas hacia todos los sistemas que producen o consumen potencia.

La mayor parte de los problemas referentes a estado no permanente están fuera del alcance de este libro, pero unos pocos se pueden hacer tan simples que, entendiendo estos casos más fáciles, se puede lograr una comprensión más profunda de la termodinámica.

Para establecer una ecuación general que no contenga demasiados símbolos representemos por $E_s$ *todas* las cantidades de energía almacenadas en el volumen de control por unidad de masa de sustancia —inclusive la energía química, etc.— salvo que nuestro análisis en este punto será limitado. Además, se hallará conveniente suponer flujo unidimensional en los sitios donde el fluido atraviesa la frontera (§1.22), y que el fluido tiene propiedades uniformes en la sección transversal; asimismo, al determinar la energía representese tendrá en cuenta también que para los estados que se consideran las propiedades son uniformes en todo el sistema. Al principio, figura 4/11, la energía almacenada total es $m_{s1}E_{s1}$, donde $m_{s1}$ es la masa dentro del volumen de control en ese instante. Después de un cierto lapso, la energía almacenada será $m_{s2}E_{s2}$. Si el intervalo de tiempo es infinitesimal, $d\tau$, el cambio correspondiente a la energía almacenada es $d(m_sE_s)$, o bien, como intensidad de variación en el tiempo, $d(m_sE_s)/d\tau$. Las cantidades de energía que entran y salen del volumen de control con los flujos de masa son las clases almacenadas, por ejemplo $u + K + P$, así como la energía de flujo $E_f = pv$ cuando las cantidades de masa atraviesan las fronteras. Por consiguiente, sea $E_i = u_i + p_i v_i + K_i + P_i = h_i + K_i + P_i$, la energía específica de entrada ($i$ es de *in* = entrada), y $E_e + h_e + K_e + P_e$, la energía específica de salida ($e$ es de *exit* = salida). En el tiempo $d\tau$, las masas correspondientes son $dm_i$ y $dm_e$; las intensidades

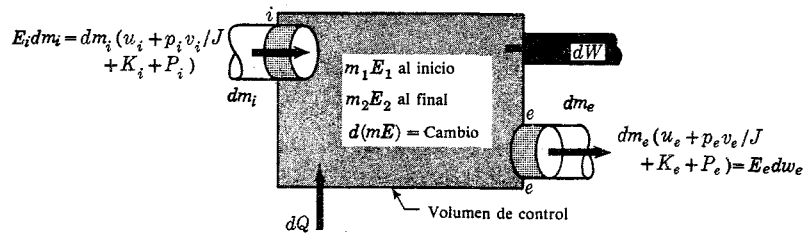



**Fig. 4/11** *Diagrama de energía—Flujo variable.* Todos los eventos son para el mismo intervalo de tiempo. Si alguna parte de la superficie de control se mueve (como un pistón), estará moviéndose contra una resistencia, la cual implica trabajo y se considera que está incluido en *dW*.

de flujo son $\dot{m}_i = dm_i/d\tau$ y $\dot{m}_e = dm_e/d\tau$. El principio de conservación, ecuación (2-21), aplicado al diagrama de energía de la figura 4/11 da entonces

(4-19A) $$E_i\, dm_i + dQ = d(m_s E_s) + E_e dm_e + dW$$

(4-19B) $$E_i \dot{m}_i + \dot{Q} = \frac{d(m_s E_s)}{d\tau} + E_e \dot{m}_e + \dot{W}$$

donde (4-19B) expresa la conservación de energía con base en la intensidad de variación en el tiempo; $dQ$, $\dot{Q}$ y $dW$, $\dot{W}$ se suman sobre toda la superficie de control y son cantidades *netas*. Si $m_{s1}$, $m_{s2}$, $e_{s1}$ y $E_{s2}$ se pueden determinar al principio y al final del periodo implicado, el cambio en energía almacenada es $\Delta m_s E_s = m_{s2}E_{s2} - m_{s1}E_{s1}$. Si la masa atraviesa la frontera en un cierto número de puntos —por ejemplo, $j$ puntos— la energía neta que cruza la frontera con las corrientes es la suma de las energías correspondientes a $j$ cruzamientos, $\sum E_j\, dm_j$; si las corrientes entrantes llevan energía positiva, la forma más general de la ecuación (4-19) será

(4-19C) $$dQ + \sum_j E_j dm_j = d(m_s E_s) + dW$$

donde $E_j = (u + pv + K + P)_j$ más cualquiera otra energía transportada como energía almacenada en la corriente de fluido. Sea $m_{s2} - m_{s1} = \Delta m_s$ y exprese la conservación de masa como

(4-20) $$dm_i = d(\Delta m_s) + dm_e \quad \text{o bien} \quad \dot{m}_i = \frac{d(\Delta m_s)}{d\tau} + \dot{m}_e$$

Este balance a menudo se puede realizar tomando en cuenta cantidades finitas considerando un intervalo de tiempo particular, pero desconocido. Si la energía almacenada es sólo la energía interna molecular, y las masas que cruzan las fronteras comprenden únicamente energía interna y energía de flujo, la ecuación (4-19) queda

(4-21) $$dQ = d(m_s u_s) + dW + h_e\, dm_e - h_i\, dm_i$$

Las entalpias y las energías internas en general se deben medir con respecto a un valor cero de referencia; por ejemplo, $u = c_v T$, $h = c_p T$ en el caso de gases ideales; o bien, los valores de $u$ y $h$ se toman de las tablas de gas.

## 4.14 MATERIA QUE ATRAVIESA MAS DE DOS FRONTERAS

Por implicación, los sistemas abiertos analizados han tenido una frontera de entrada y una de salida. Si la masa cruza fronteras en más de dos lugares, el problema no es más complicado que en el caso de flujo constante, sino sólo más largo. Represente con $E$ la energía que cruza una frontera, como $E_A$ para la frontera $A$. Puesto que la energía almacenada en la corriente es $u + K + P$ y como la energía de flujo $pv$ cruza cada frontera, $E = u + pv + K + P = h + K + P$. Supongamos que existen dos entradas y dos salidas, y que en el volumen de control ocurre cualquier proceso, figura 4/12. Si los cambios de energía potencial (que no se indican en la figura 4/12) son significativos, $z_A$, $z_B$, etc.,

son simplemente medidas con respecto a un valor de referencia conveniente hasta las fronteras en $A$, $B$, etc., ecuación (2-5).

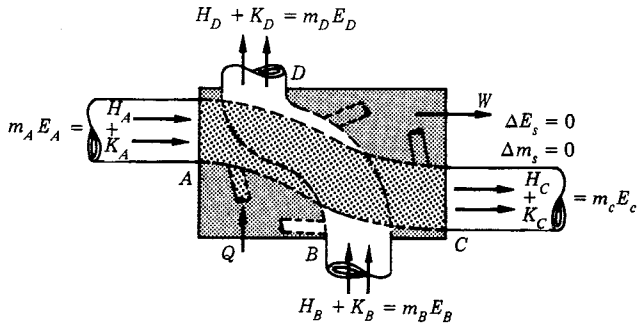



**Fig. 4/12** *Diagrama de energía de un volumen de control con cuatro corrientes.*

Entradas: $\dot{m}_A E_A = \dot{m}_A(h_A + K_A + P_A)$ $\dot{m}_B E_B = \dot{m}_B(h_B + K_B + P_B)$

Salidas: $\dot{m}_C E_C = \dot{m}_C(h_C + K_C + P_C)$ $\dot{m}_D E_D = \dot{m}_D(h_D + K_D + P_D)$

donde es esencial incluir la masa de cada corriente y considerar en todo la misma unidad de tiempo. Por las leyes de conservación de masa y de energía,

(4-22) $$\dot{m}_A + \dot{m}_B = \dot{m}_C + \dot{m}_D \qquad \text{[MASA]}$$

(4-23A) $$\dot{Q} + \dot{m}_A E_A + \dot{m}_B E_B = \dot{m}_C E_C + \dot{m}_D E_D + \dot{W}$$

Generalizando lo anterior, con $\Sigma\, \dot{m}_i E_i$ —en el caso de $i$ corrientes— como representación de todas las energías de salida menos todas las energías de entrada (excepto el calor y el trabajo), la ecuación (4-20) será

(4-23B) $$\dot{Q} = \sum_i \dot{m}_i E_i + \dot{W}$$

donde $\dot{Q}$ y $\dot{W}$ son valores netos, la convención de signos es como se definió anteriormente y las propiedades para evaluar las $E$ se miden en las fronteras consideradas; los flujos de masa se pueden calcular a partir de $\dot{m} = \rho A v$, sección 1.22.

## 4.15 FRONTERAS DEL SISTEMA

Es conveniente considerar algunas localizaciones diferentes de fronteras, e incidentalmente, observar la conversión de energía a la forma llamada trabajo, la clase más preciada. Debido a su costo y valor, el hombre hace todo lo necesario para evitar el desperdicio de trabajo.

Consideremos la figura 4/13. El sistema (1) es un fluido expansible. Con las idealizaciones termodinámicas se puede determinar el ***trabajo ideal*** para este fluido cuando cambia de

estado (y quizá entre y salga del cilindro). Debido a la fricción inevitable y a otras irreversibilidades (§5.9) el trabajo efectivo real es algo menor (si "es efectuado por"), o bien, algo mayor (si "es efectuado sobre") que el que se obtendría en el caso de una máquina perfecta sin fricción; además, el trabajo de salida depende de en qué punto se mida. El trabajo neto real del sistema (1) para ciclos completos de eventos es el ***trabajo indicado*** $W_I$, llamado así porque el instrumento de medición utilizado para el mismo se denomina *indicador*. Este trabajo $W_I$ cruza la frontera (la superficie frontal del pistón) y penetra al sistema (2), que consiste totalmente de elementos mecánicos y está delimitado por la línea punteada semigruesa. En una frontera $C$ en la biela de conexión, el flujo de trabajo es algo menor que $W_I$ debido a la fricción entre los anillos del pistón y las paredes del cilindro, en los elementos de empaque y el pasador en $B$, pero el siguiente trabajo en que estamos interesados es en el ***trabajo al freno*** $W_E$, llamado así porque puede ser medido por un freno que absorba el trabajo de salida del motor. También se le da el nombre de ***trabajo efectivo***; $W_E < W_I$ tratándose de un motor que produce potencia, como un motor Diesel, a causa de las pérdidas ya mencionadas más la mayor parte de las pérdidas por fricción en la articulación de la manivela, los cojinetes y en la agitación del aire —por ejemplo, por un volante, etc. La ***eficiencia mecánica*** (o *rendimiento mecánico*) de un motor de movimiento alternativo es $\eta_m = W_E/W_I$ (considerada como la relación de salida a entrada).

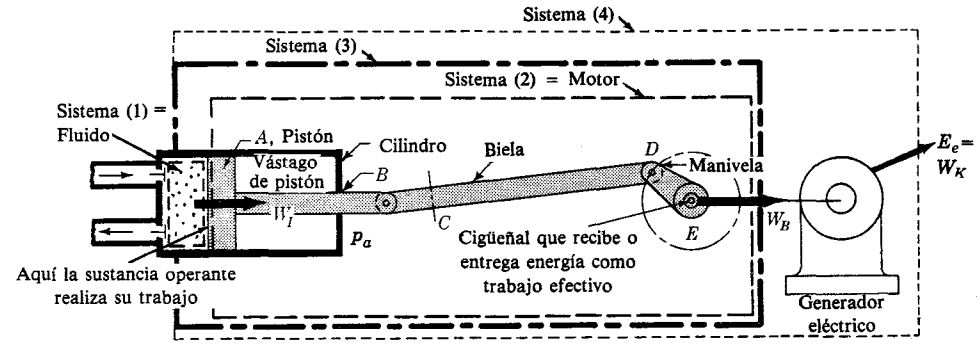



**Fig. 4/13** *Sistema de frontera.* El trabajo mecánico (de eje) (o cualquier clase de trabajo) es energía *en transición*, y existe en virtud del movimiento de un elemento (fuerza) contra una resistencia. El trabajo de eje se puede transformar en un grado limitado en energía cinética *de* (y *almacenada en*) las partes rotatorias conectadas. Si este fuera un compresor, se invertirían los flujos de trabajo neto.

El trabajo efectivo, desde luego, se utiliza para gran número de cosas. Si impulsa un generador eléctrico, como se indica esquemáticamente en la figura 4/13 y está conectado en forma directa (sin ninguna transmisión intermedia, de engranaje o de bandas y poleas), virtualmente todo el trabajo efectivo se suministra al generador. Este último produce una energía eléctrica $E_e$, que en este contexto por lo general se llamará ***trabajo global*** o ***trabajo combinado*** $W_K$. Debido a las pérdidas eléctricas y mecánicas $W_K < W_E$ y la relación $\eta_g = W_K/W_E$ *es la* ***eficiencia*** (o rendimiento) ***del generador***, siendo $W_E$ el trabajo efectivo *de entrada* a la máquina eléctrica.

El sistema (3), indicado con línea punteada gruesa, comprende cambios de energía en el fluido y en la salida de la máquina. El sistema (4), señalado con línea punteada fina, incluye al generador. Otras partes también pueden delimitarse como sistemas. Observemos que la figura 4/13 no es un diagrama de energía, debido a que no indica todos los cambios en ésta.

### 4.16 Ejemplo—Compresor de aire

Un compresor de aire toma este fluido a 15 psia (1.05 kgf/cm$^2$) y lo descarga a 100 psia (7 kgf/cm$^2$); $v_1 = 2$ pie$^3$/lb y $v_2 = 0.5$ pie$^3$/lb. El incremento de energía interna es de 40 Btu/lb y el trabajo vale 70 Btu/lb: $\Delta P = 0$ *y* $\Delta K = 0$. Si existe flujo constante, ¿qué cantidad de calor se transmite?

***Solución por la ecuación de energía.*** Las formas de energía que se consideran son energía de flujo, energía interna, trabajo efectivo y, desde luego calor. Para 1 lb, $\Delta pv$ es

$$\text{(a)} \qquad \Delta E_f = E_{f2} - E_{f1} = \frac{(100)(144)(0.5)}{778} - \frac{(15)(144)(2)}{778} = 2.06 \text{ kcal/kg}$$

Puesto que el trabajo se realiza *sobre* el aire para comprimirlo, el término de trabajo $W$ en la ecuación (4-9) es negativo; $W = -70$ Btu/lb. Como la energía interna aumenta, $\Delta u = u_2 - u_1 = 40$ Btu/lb. Utilizando estos diversos valores en la ecuación (4-9) se despeja $Q$ y se halla

$$\text{(b)} \qquad Q = \Delta u + \Delta E_f + W = (+40) + (+3.7) + (-70) = -26.86 \text{ kcal/kg}$$

donde el signo negativo indica que el calor es cedido por el sistema. Algunos compresores de aire tienen camisas de agua para lograr el enfriamiento del aire durante la compresión; por lo tanto, el signo negativo no es inesperado.

**Solución por el diagrama de energía.** Para fomentar el razonamiento mediante un diagrama de energía, repetiremos la solución desde este punto de vista. El procedimiento consiste en decidir cuál es el sistema, es decir, el volumen de control que contiene al compresor. La figura 4/14 muestra los límites e indica lo que es conocido. Puesto que el trabajo es realmente una cantidad entrante, así se ha mostrado. La energía interna se puede medir con respecto al valor de referencia del aire de entrada, lo cual da $u_1 = 0$ y $u_2 = 40$ debido a que $u_2 - u_1 = +40$. En esta etapa, puede no saberse si el calor entra o sale. Si se escoge que el calor $Q$ es entrante, como en la figura 4/14, un signo más en la respuesta indicará que *el sentido supuesto es el correcto*; y un signo negativo, señalará que el sentido considerado es incorrecto. En consecuencia, no importa en esta parte que la decisión sea la correcta. (Como ocurre en mecánica, si una fuerza desconocida se supone en el sentido equivocado, su valor, al ser despejado, será negativo). Ahora bien, estableciendo el balance de energía de acuerdo con la figura 4/14 se obtiene

$$\text{Energía total de entrada} = \text{Energía total de salida}$$

$$\text{(c)} \qquad 5.55 + 70 + 0 + Q = 9.25 + 40$$

de donde $Q = -26.3$ Btu/lb ($-14.61$ kcal/kg), que es calor cedido según se determinó antes.

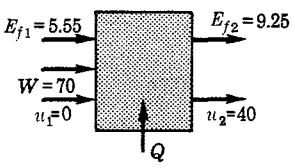



**Fig. 4/14** En este enfoque, si se sabe, por ejemplo, que el calor sale del sistema, el sentido de $Q$ podría ser invertido, en cuyo caso la respuesta para $Q$ sería positiva. Racionalice este punto de vista con el del texto.

## 4.17 ENERGIA DE FRICCION (PERDIDA POR ROZAMIENTO)

A menudo se utiliza el término ***energía de fricción***, o algún equivalente, que significa trabajo transformado en calor por efectos friccionales, pero no es una forma de energía diferente de las ya definidas. Para tener en cuenta las pérdidas de energía debidas a la fricción o rozamiento, generalmente se emplean valores de eficiencia establecidos a partir de la experiencia, y esta práctica se explicará cuando se presente la ocasión.

Si la pérdida por fricción es causada por el frotamiento entre sí de dos partes sólidas, con lubricante o sin él, lo que sucede es que el trabajo se gasta en la excitación térmica de las moléculas situadas en la vecindad de las superficies rozantes, aumentando su energía y elevando su temperatura. Esto equivale a decir que el trabajo se convierte en energía interna de los cuerpos friccionantes (por ejemplo, en un cojinete). Tan pronto como las superficies se calientan más que su alrededor, hay conducción térmica a través de las partes y la energía es emitida en forma de calor radiante. La porción de esta energía absorbida por el lubricante de un cojinete será también cedida como calor cuando esta sustancia se enfría. Por consiguiente, la energía friccional aparece por lo general como calor que se disipa a la atmósfera, que en este caso es un depósito térmico tan grande que su temperatura no aumenta, excepto localmente. (La superficie de la Tierra existe virtualmente en "estado estable" con su medio circundante.)

Si la pérdida por fricción es causada por rozamiento en un fluido, la sustancia tendrá una energía interna mayor al final del proceso, que la que poseería en ausencia de tal fricción en el fluido. Si la sustancia recibe también más calor que su medio circundante, por lo menos una parte de "energía friccional" es emitida finalmente como calor a dicho medio. Cuando esta energía de fricción llega a ser energía almacenada, *siempre lo es a expensas del trabajo.*

Supongamos que $E_F$ representa las pérdidas friccionales en cojinetes, etc., en el sistema de la figura 4/15, $W_E$ es el trabajo efectivo (en el eje). Si $Q = 0$, excepto cuando $E_F$ es calor, el balance de energía resulta

**(a)** $$h_1 + K_1 = h_2 + K_2 + W_E + E_F$$

donde la energía o trabajo total de salida es $W = W_E + E_F$.

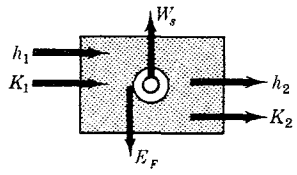



**Fig. 4/15** *Diagrama de energía considerando la fricción.* Si no hubiera fricción ($E_F = 0$), el trabajo del fluido $W$ habría sido trabajo en el eje.

## 4.18 ECUACION DE ENERGIA EN EL CASO DE FLUJO DE UN FLUIDO INCOMPRESIBLE

El lector quizá llegue a deducir la ecuación de Bernoulli en su estudio de la mecánica de fluidos, utilizando un análisis de fuerzas y los principios de la mecánica. El calor y la energía interna no intervinieron entonces por una buena razón histórica. Daniel Bernoulli

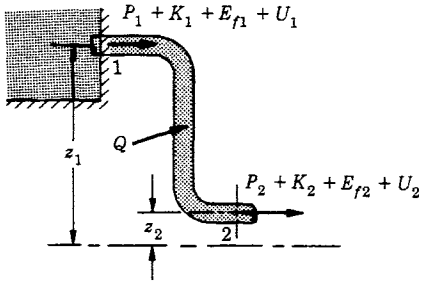



**Fig. 4/16** *Diagrama de energía de una tubería con un fluido incompresible que atraviesa las fronteras.* Si el fluido que entra al volumen de control por la frontera 1 está a la temperatura del medio circundante, y si el flujo no es sin fricción, la fluencia natural del calor $Q$ sería desde el sistema (§4.17); normalmente en esta situación, el calor es por completo despreciable.

(1700-1782), un joven contemporáneo de Newton (1642-1727), dedujo la ecuación aproximadamente en 1735, en tanto que el principio de conservación de energía no fue aceptado sino hasta 1850 —unos 100 años más tarde. Sin embargo, la ley de la energía arroja más luz en la ecuación de Bernoulli. Consideremos la ecuación de energía para flujo constante en la forma siguiente [de la ecuación (4-9B)]:

**(a)** $$Q = \Delta u + \Delta(pv) + \Delta K + \Delta P + W$$

aplicada a la figura 4/16, un sistema abierto con un fluido incompresible que circula o fluye con régimen permanente a través de un tubo. No habiendo ningún eje mecánico $W = 0$; si el flujo es sin fricción (la viscosidad es igual a cero) y $Q = 0$, el cambio de energía interna molecular $\Delta u$ es 0. Admitiendo que el flujo es efectivamente de una dimensión, §1.22, sea $v = 1/\rho$ y se hallarán las relaciones de energía entre las fronteras 1 y 2 como

**(b)** $$\Delta\left(\frac{p}{\rho}\right) + \Delta K + \Delta P = 0$$

**(c)** $$\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{\mathscr{v}_2^2}{2\mathbf{k}} - \frac{\mathscr{v}_1^2}{2\mathbf{k}} + \frac{g}{\mathbf{k}}z_2 - \frac{g}{\mathbf{k}}z_1 = 0$$

donde, por ejemplo en el caso de longitud en metros, fuerza en kgf y masa en kg, cada término tiene la unidad kgf·$m$/kg. Sustituyendo la densidad $\rho = \mathbf{k}\gamma/g$, ecuación (1-6), multiplicando cada término por $\mathbf{k}/\mathrm{g}$ y haciendo $\gamma_1 = \gamma_2$, la ecuación (c) será una forma de la ecuación de Bernoulli que se aplica a este fluido incompresible en movimiento.

(4-24) $$\frac{p_2}{\gamma_2} - \frac{p_1}{\gamma_1} + \frac{\mathscr{v}_2^2}{2g} - \frac{\mathscr{v}_1^2}{2g} + z_2 - z_1 = 0$$

Por simple examen, esta ecuación se puede expresar en forma diferencial y se la llama algunas veces *ecuación de Euler.*

**(d)** $$\frac{dp}{\gamma} + \frac{\mathscr{v}\, d\mathscr{v}}{g} + dz = 0$$

la cual desde luego, se puede integrar para peso específico variable, y lo cual se obtiene a partir del principio mecánico de la cantidad de movimiento o ímpetu (Cap. 18). Los términos en la ecuación de Euler quedan expresados en unidades de energía por unidad de peso (fuerza), y por lo tanto, equivalen dimensionalmente a una longitud. Esta se interpreta como una altura denominada ***carga hidráulica.***** El término $\mathscr{v}^2/(2g)$ se conoce como, ***carga de velocidad***; $p/\gamma$ se llama ***carga de presión*** y $z$ recibe el nombre de ***carga de altura.*** Si el sistema de la figura 4/16 condujera a una turbina hidráulica en 2, resultaría que parte de la energía potencial del agua del depósito —aproximadamente $\Delta z$— se convertiría en energía cinética, y a continuación, parte de la energía cinética se transformaría en trabajo en la turbina. (Esto no quiere decir que la carga de presión al nivel $z_2$ pueda no ser mayor que en $z_1$.)

*Se aclara esta parte del original para la versión en español. (N. del R.).

Volviendo a la forma de energía **(c)** y utilizando todos los términos de energía (por unidad de masa) que se indican en la figura 4/16, se tiene

$$\textbf{(e)} \qquad \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{\mathscr{v}_2^2}{2\mathbf{k}} - \frac{\mathscr{v}_1^2}{2\mathbf{k}} + \frac{g}{\mathbf{k}} z_2 - \frac{g}{\mathbf{k}} z_1 = Q - (u_2 - u_1)$$

La ecuación de Bernoulli que incluye la fricción tiene un término llamado ***pérdida por fricción***, que representa el trabajo de vencer el rozamiento en el fluido, incluyendo el roce contra las superficies interiores, en lugar del término $Q - \Delta u$ de la ecuación **(e)**; esto es, si $E_F$ representa la carga friccional, $-E_F = Q - \Delta u$. El análisis de fuerzas muestra cómo calcular $E_F$ (si se tienen a la mano suficientes datos); la termodinámica dice lo que resulta de ello.

Comparando las ecuaciones **(d)** y **(e)** podemos destacar que la ecuación **(c)** no impide un flujo de calor, pero tratándose de una corriente de fluido incompresible sin fricción, $Q = \Delta u$, y el segundo miembro de **(e)** se anulará. Un fluido incompresible que experimente un pequeño cambio de temperatura tendrá una densidad virtualmente constante, $\rho_1 \approx \rho_2$.

## 4.19 FLUJO DE UNA SUSTANCIA COMPRESIBLE A TRAVES DE UN VENTILADOR O UNA BOMBA

Los líquidos se comportan como fluidos incompresibles en la mayor parte de las aplicaciones de ingeniería, pero algunas veces hay procesos en que interviene un gas en los que la densidad del mismo varía poco. Por ejemplo, un ***ventilador***, figs. 4/17 y 4/18, es un

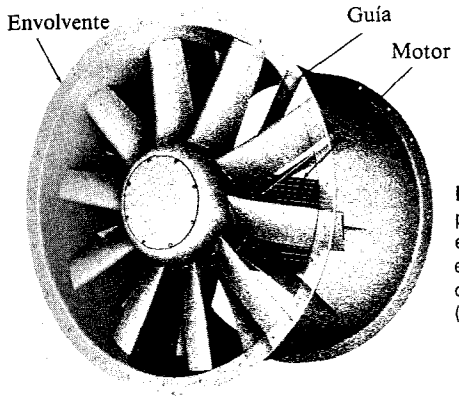



**Fig. 4/17** *Ventilador de flujo axial.* El motor en esta máquina particular está dentro de la unidad, directamente conectado al eje del ventilador. Detrás de las aspas de éste se ven unas guías estacionarias que sirven para "eliminar" el movimiento de rotación dado a la corriente de gas por las aspas del ventilador. (*Cortesía de Buffalo Forge Co., Buffalo, N.Y.*).

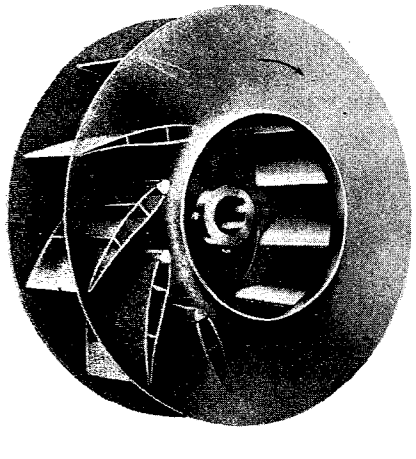


**Fig. 4/18** *Rotor de un ventilador centrífugo.* Un ventilador de este tipo opera con base en el mismo principio que los sopladores centrífugos. Los álabes impulsores de este motor están diseñados según los principios de las formas aerodinámicas (para lograr mayor eficiencia y silenciosidad). (*Cortesía de The Green Fuel Economizer Co., Beacon, N.Y.*).

dispositivo para impulsar un gas, con un pequeño cambio de presión del orden de 6mm de agua hasta unos cuantos centímetros de agua (por ejemplo, 13 cm $H_2O$, o bien, 130 mm CA, indicando esto último "columna de agua"). Aquí también, la práctica en la industria es considerar las diversas cantidades de energía (por unidad de masa) como "alturas" o "cargas". Las cantidades de energía de la ecuación **(a)**, §4.18, en aplicaciones usuales son: cantidad despreciable de calor, $Q = 0$; el cambio de energía interna —excepto cuando se incluye en la carga friccional— es pequeño comparado con otros cambios de energía, $\Delta u \approx 0$; las presiones se leen en puntos entre los cuales $\Delta z \approx 0$ y $\Delta P \approx 0$; pero, desde luego un trabajo mecánico entra al volumen de control para hacer girar al ventilador (hay superficies de control en cada extremo de éste). El trabajo total por unidad de masa para impulsar esta máquina se llama *trabajo específico total*, que se representará aquí por $H_t$ (por ejemplo, en kgf·m/kg) y generalmente es un número positivo. Luego, de la ecuación **(a)**

$$H_t = -W = \frac{p_2 - p_1}{\rho} + \frac{\mathscr{v}_2^2 - \mathscr{v}_1^2}{2\mathbf{k}} \tag{4-25}$$

donde por lo general $\rho_1 \approx \rho_2$. Puesto que el ventilador ha sido diseñado o seleccionado para vencer las diversas resistencias al flujo en el conducto, el trabajo de entrada debe ser lo bastante grande para incluir estas pérdidas, que reciben el nombre de ***pérdida específica por fricción*** $E_F$ (por ejemplo, en kgf·m/kg).

$$H_t = -W = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \frac{\mathscr{v}_2^2 - \mathscr{v}_1^2}{2g} + E_F \tag{4-26}$$

Una pequeña reflexión hará ver que (4-26) se aplica aun mejor a un líquido a través de una bomba cuando las fronteras de volumen de control están especificadas a cada lado de la bomba ($\Delta z \approx 0$). Sin embargo, debe ser instructivo volver a los principios fundamentales, como por ejemplo, la ecuación (4-16), en la que $-\int v\, dp$ da $\Delta K + \Delta P + W$ para un proceso reversible. Con $\mathscr{v} = 1/\rho$ = constante, la integral es $-\Delta p/\rho$ y se tiene

$$-W_B = \left(\frac{p_2}{\rho} - \frac{p_1}{\rho}\right) + \left(\frac{\mathscr{v}_2^2}{2\mathbf{k}} - \frac{\mathscr{v}_1^2}{2\mathbf{k}}\right) + \frac{g}{\mathbf{k}}(z_2 - z_1) \tag{4-27}$$

[CARGA DE PRESION] [CARGA DE VELOCIDAD] [CARGA DE ALTURA]

que es la misma que se obtendría a partir de un diagrama de energía como en la figura 4/19. La carga de velocidad $\Delta K$ se puede despreciar, de modo que cuando las presiones se

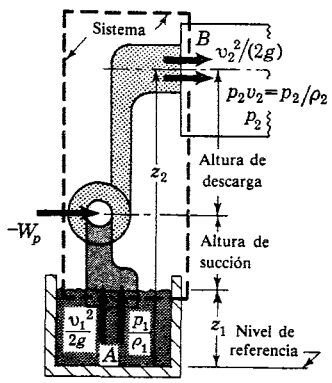



**Fig. 4/19** *Diagrama de energía correspondiente a bombeo adiabático de un líquido.* Puesto que el trabajo de la bomba $W_B$ se indica con su sentido correcto, será un número positivo en el caso del balance de energía de este diagrama. Si el manómetro en el lado de la descarga está cerca de la bomba, esto permitiría suprimir la carga de altura en la descarga $z_2$; en esta localización, el aparato mide la carga estática total, que es igual a la carga de presión más la carga de altura, e incluye la pérdida de carga por fricción.

miden en las fronteras de entrada y de salida, $-W_B \approx (p_2 - p_1)/\rho = v(p_2 - p_1)$. Si la eficiencia de la bomba es $\eta_B$, el trabajo real de ésta sería $W'_B = W_B/\eta_B$. Para obtener los requisitos de potencia de la bomba a partir de las ecuaciones anteriores, se multiplica por $\dot{m}$, el flujo de la masa.

## 4.20 CONCLUSION

Sería espléndido que todo lo relacionado con la termodinámica se pudiera expresar de una sola vez y que el lector tuviese una comprensión total de ella. Esto no solamente es imposible, sino que a menudo es también difícil referirse a un solo concepto sin implicar a otro. Por lo tanto, hemos mencionado hasta aquí varias nociones que se explicarán más adelante con mayores detalles. Un repaso de estos primeros cuatro capítulos, mientras se estudian los siguientes, podrá revelar algunos aspectos significativos omitidos durante el primer estudio.

El principal objetivo es familiarizarse con la energía y los balances de ésta y adquirir un conocimiento práctico de ciertos conceptos (definiciones). Excepto en el caso de balances de energía, las dos ecuaciones más útiles en este capítulo son probablemente la (4-14) y la (4-15), llamadas con frecuencia "ecuaciones de $T\,ds$".

$$T\,ds = du + p\,dv \qquad \text{y} \qquad T\,ds = dh - v\,dp$$

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**4.1** Demuestre que, como una consecuencia de la primera ley, la energía interna $E$ existe y es una propiedad.

**4.2** Un sistema cerrado experimenta una serie de procesos para los cuales dos de las tres cantidades $W$, $Q$ y $\Delta E$ se dan para cada proceso. Halle el valor de la cantidad desconocida en cada caso.
**(a)** $W = -35$ kJ, $Q = ?$, $\Delta E = -35$ kJ.
**(b)** $W = +1.2$ MJ, $Q = +645$ kJ, $\Delta E = ?$
**(c)** $W = ?$, $Q = 5$ kJ, $\Delta E = 4.22$ kJ.

**4.3** Hay una masa de 2 kg de fluido en un recipiente cerrado que está en reposo a un nivel de referencia dado; la gravedad local es $g = 9.65$ m/seg$^2$. El recipiente se eleva ahora verticalmente a 1 000 m y se imparte a la masa de fluido una velocidad de rotación de 50 m/seg. Inicialmente la energía interna del fluido era $E_1 = U_1 = 20$ kJ. Halle $E_2$.

**4.4** La energía interna de un cierto sistema cerrado está dada por $U = A + BpV$. Demuestre que si pasa por un proceso reversible sin flujo con $Q = 0$, la relación entre $p$ y $V$ es $pV^k = C$, donde $C$ es una constante y $k = (B + 1)/B$.

**4.5** La energía interna $E$ de un sistema dado es una función de la temperatura ($t$, °C) únicamente y es $E = 30 + 0.3\,t$ en cal IT. Durante la ejecución de un proceso dado, el trabajo realizado por grado de cambio de temperatura es $dW/dt = 0.11$ kJ/°C. Determine el calor $Q$ a medida que la temperatura varía de 200°C a 400°C. Halle también $E_1$ y $E_2$.

*Resp.* $Q = 467$ J, $E_1 = 377$ J, $E_2 = 628$ J.

**4.6** El trabajo y el calor por grado de cambio de temperatura en el caso de un sistema que experimente un proceso sin flujo son $dW/dt = 80$ W·seg/°C y $dQ/dt = 15$ cal IT/°C, respectivamente. Determine el cambio de energía interna para el sistema cuando su temperatura se eleva desde 150°C a 250°C. *Resp.* $-172$ J.

**4.7** Durante un proceso reversible que tiene lugar en un sistema sin flujo, la presión aumenta desde 344.74 kPa abs. hasta 1 378.96 kPa abs. de acuerdo con $pV = C$, y la energía interna aumenta en 22 577 J; el volumen inicial es $V_1 = 85$ lit. Determine el calor.

*Resp.* $-18$ 045 J.

**4.8** A partir de la definición de entalpia, $h = u + pv$, demuestre que para un proceso reversible $-v\,dp = T\,ds - dh$.

**4.9** Desarrolle la expresión $-v\,dp = dK + dP + dW$ enunciando todas las restricciones.

**4.10** Demuestre que en el caso de un proceso de flujo constante $\int p\,dv = \Delta(pv) + \Delta K + \Delta P + W_{f.c.}$

**4.11** Aplique cada una de las integrales, $\int p\,dv$ y $-\int v\,dp$ a un proceso en el que la presión y el volumen varían entre dos puntos de estado de acuerdo con $pv^n = c$, y determine que una integral es $n$ veces la otra. Aquí $n$ es un exponente y $c$ una constante.

**4.12** Un análisis del movimiento de un fluido compresible que pasa por una tobera sin fricción da por resultado la expresión $dK = -v\,dp$. A menudo este análisis se basa en considerar que la tobera es adiabática. Demuestre que esta expresión se obtiene para una tobera sin fricción, independientemente de la consideración del calor. Enuncie todas las restricciones implicadas.

**4.13** Un proceso interiormente reversible ocurre en un sistema, y en el cual $Q = -12$ kJ, $\Delta U = -79$ kJ y $\Delta H = -111$ kJ. **(a)** Obtenga el trabajo si el sistema es cerrado. **(b)** Determine el trabajo efectivo y el cambio de energía de flujo si el proceso es de flujo constante y estado estable con $\Delta K = 4$ kJ. **(c)** Utilizando las condiciones establecidas en **(b)** evalúe $\int p\,dV$ y $-\int V\,dp$ en kJ.

*Resp.* **(a)** 67 kJ, **(b)** 95 kJ, −32 kJ, **(c)** 76 kJ, 99 kJ.

**4.14** Un automóvil cuya masa es de 1 460 kg es detenido en una distancia de 122 m desde una velocidad de 113 km/h. La energía cinética de rotación de las ruedas es despreciable. **(a)** ¿Qué cantidad de energía friccional es absorbida por los frenos? **(b)** Si se imagina que la detención es realizada mediante una fuerza colineal constante que se opone al movimiento, ¿cuánto vale esta fuerza? Utilice sólo los principios de energía.

*Resp.* **(a)** 719 kJ, **(b)** 5 893 N.

**4.15** Un sistema cerrado experimenta un proceso reversible en el que la presión y el volumen varían de acuerdo con $pV^n = C$; $Q = 16.247$ kJ, $\Delta U = 47.475$ kJ. Si $p_1 = 138$ kPa abs., $V_1 = 141.6$ lit, y $p_2 = 827.4$ kPa abs., determine $n$ y $V_2$.

**4.16** Vapor a 15 bar y 300°C está contenido en una esfera rígida de 1 m$^3$. Una válvula se abre para dejar que el vapor escape lentamente mientras se agrega calor al vapor en el tanque esférico a una intensidad que mantenga su temperatura constante. ¿Qué cantidad de calor ha sido suministrada cuando la presión en la esfera alcanza un valor de 1 bar? *Sugerencia:* Trace una curva de entalpia en función del flujo de masa de salida y evalúe aproximadamente la integral $\int h\,dm$.

## UNIDADES TECNICAS

**4.17** El volumen de un sistema de fluido compresible varía desde $V_1 = 1$ pie$^3$ hasta $V_2 = 5$ pie$^3$ durante un proceso interiormente reversible en el que varía la presión según $p = (100/V + 50)$ psia cuando $V$ está en pie$^3$. **(a)** Para el proceso determine $-\int V\,dp$ y $\int p\,dV$. **(b)** Si el proceso es de flujo constante con $\Delta K = 5$ Btu, $\Delta P = -2$ Btu, $\Delta H = 120$ Btu, halle el trabajo y el calor. **(c)** Si el proceso es sin flujo, determine $W$, $Q$ y $\Delta U$.

**4.18** Una sustancia gaseosa cuyas propiedades son desconocidas, salvo las que se especifica más adelante, pasa por un proceso interiormente reversible durante el cual
$V = (-0.1p + 300)$ pie$^3$, cuando $p$ está en lbf/pie$^2$ abs. (psfa)

**(a)** Para este proceso, halle $-\int V\,dp$ y $\int p\,dV$, ambas en Btu, si la presión cambia desde 1 000 psfa hasta 100 psfa. **(b)** Bosqueje el proceso (realistamente) en el plano $pV$ y calcule el área "detrás" de la curva (sin integración). **(c)** Si el proceso es de estado estable y flujo constante, con un incremento de energía cinética de 25 Btu, $\Delta P = 0$ y la disminución de entalpia vale 300 Btu, determine el trabajo y el calor. **(d)** Si el proceso es uno sin flujo, ¿cuál es el trabajo y el cambio de energía interna?

*Resp.* **(a)** 283, 63.7; **(c)** 258, −17; **(d)** 63.7, −80.7 Btu.

**4.19** Suponga que 5 lb/seg de un fluido que entra a un sistema de estado estable y flujo constante con $p_1 = 100$ psia, $\rho_1 = 0.2$ lb/pie$^3$, $\mathscr{v}_1 = 100$ pie/seg, $u_1 = 800$ Btu/lb y sale con $p_2 = 20$ psia, $\rho_2 = 0.05$ lb/pie$^3$, $\mathscr{v}_2 = 500$ pie/seg y $u_2 = 780$ Btu/lb. Durante el paso a través del sistema abierto cada libra de fluido cede 10 Btu de calor. Determine el trabajo por unidad de tiempo en caballos de potencia (hp). *Resp.* 168 hp.

**4.20** **(a)** En una tobera de vapor (fig. 4/9, §4.11 *Texto*) no se realiza trabajo y el calor es igual a cero. Aplique la ecuación de energía correspondiente a estado y flujo estables, y halle la expresión para la velocidad final: (1) si la velocidad inicial no es despreciable y (2) si la velocidad inicial es despreciable. Muestre el diagrama de energía para 1 kg de valor. **(b)** Se han suministrado a una tobera 1 200 kg/h de vapor a una presión absoluta de 14 kgf/cm$^2$. En la entrada, $\mathscr{v}_1 = 1\,800$ m/min, $v_1 = 0.143$ m$^3$/kg y $u_1 = 619$ kcal/kg. En la salida, $p_2 = 14.7$ psia o 1.033 kgf/cm$^2$, $v_2 = 1.670$ m$^3$/kg y $u_2 = 599$ kcal/kg. Calcule la velocidad de salida.

**4.21** Un compresor toma 500 pie$^3$/min de aire cuya densidad es de 0.079 lb/pie$^3$ y lo descarga

con una densidad de 0.304 lb/pie$^3$. En la succión, $p_1 = 15$ psia; en la descarga, $p_2 = 80$ psia. El incremento en la energía interna específica es de 33.8 Btu/lb y el calor cedido por el aire al enfriamiento es de 13 Btu/lb. Despreciando los cambios de energía potencial y energía cinética, determine el trabajo efectuado sobre el aire en Btu/min y en hp.

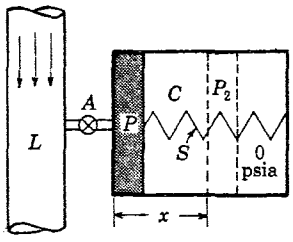
*Resp.*–2 385 Btu/min.

**4.22** Un sistema termodinámico con flujo constante y estado estable recibe 100 lb/min (50 kg/min) de un fluido a 30 psia (2.1 kgf/cm$^2$) y 200°F (93.33°C) y lo descarga desde un punto a 80 pie (24 m) por encima de la sección de entrada a 150 psia (10.5 kgf/cm$^2$) y 600°F (315.56°C). El fluido entra con una velocidad de 7 200 pies/min (2 160 m/min) y sale con una velocidad de 2 400 pies/min (720 m/min). Durante este proceso se han suministrado 25 000 Btu/h (6 300 kcal/h) de calor desde una fuente externa, y el incremento de entalpia es de 2.0 Btu/lb (1.11 kcal/kg). Determine el trabajo realizado en caballos de potencia.

*Resp.* 5.48 hp.

**4.23** Un recipiente adiabático contiene vapor a 1 025 psia (71.75 kgf/cm$^2$ abs), 750°F (398.89°C). Una válvula que se abre lentamente permite la salida de vapor, y se cierra con rapidez cuando el vapor del recipiente se convierte en vapor saturado. ¿Qué fracción queda del vapor original? Suponga que esta parte experimentó una expansión adiabática reversible. *Resp.* 30.3%

**4.24** Un cilindro adiabático $C$ con un diámetro de 250 mm (ver la figura) está provisto de un pistón bien ajustado sin fricción, que cuenta con un resorte sin esfuerzo cuya constante de escala es $k = 20$ kgf/mm. El cilindro está conectado mediante una válvula cerrada $A$ a una tubería $L$ en la que el vapor circula a 500 psia (35

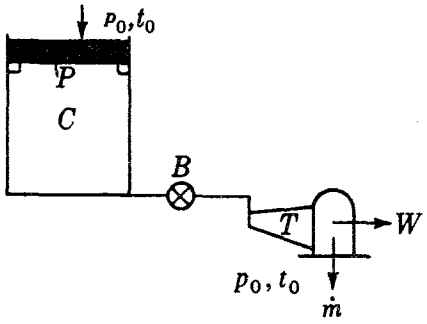



**Problema 4.24**

kgf/cm$^2$), 700°F (371°C); el lado del resorte del cilindro está vacío. La válvula $A$ se abre ahora muy despacio permitiendo que el vapor mueva al pistón recorriendo la distancia $x$, y por consiguiente, comprime al resorte. En este punto, se cierra la válvula $A$, atrapando vapor en el cilindro a 150 psia (10.5 kgf/cm$^2$). Determine la temperatura y la masa de vapor en el cilindro.

**4.25** Un cilindro adiabático al vacío tiene un volumen de 0.015 m$^3$ y está conectado mediante una válvula cerrada con una tubería en la que el vapor fluye a 35 kgf/cm$^2$, 371°C. La válvula se abre lentamente permitiendo que entre vapor y se cierra rápido cuando la presión en el cilindro es de 10.5 kgf/cm$^2$. Determine la temperatura y la masa de vapor en el cilindro.

**4.26** Vapor a 70 kgf/cm$^2$, 650°C está alojado en un recipiente rígido provisto de una válvula cerrada; el recipiente se introduce en un baño líquido que se mantiene a una temperatura constante de 650°C suministrándole una energía térmica por efecto Joule de $I^2R$. La válvula del recipiente se abre lentamente dejando al vapor escapar a la atmósfera hasta que la presión en el mismo sea de 7 kgf/cm$^2$. Halle la energía eléctrica suministrada por metro cúbico de volumen del recipiente. La única interacción por calor es entre el baño líquido y el recipiente del vapor.




**Problema 4.27, 4.28**

**4.27** Un dispositivo de cilindro y émbolo sin fricción y adiabático, contiene 6.0 m$^3$ de aire a 14 kgf/cm$^2$, 266.67°C; la válvula $B$ está cerrada. Ver la figura. El pistón $P$ es capaz de someter el aire a una presión constante de 14 kgf/cm$^2$ y descansa sobre topes. La válvula $B$ se abre lentamente permitiendo que el aire fluya a través de la turbina isentrópica $T$, y luego sea descargado a la atmósfera; el émbolo $P$ permanece sobre los topes. Determine el trabajo $W$ de la turbina después de que se suspende el flujo de aire.

**4.28** Igual que el problema 4.27, excepto que los topes son retirados en el momento en que la válvula $B$ se abre, permitiendo así al pistón man-

tener la presión de aire en el cilindro $C$ en 14 kgf/cm$^2$ en todo momento. El pistón queda en reposo en el fondo del cilindro cuando cesa el flujo.

**4.29** Se está estudiando la factibilidad de soldadura por fusión. Esta acción utiliza la energía disipada por fricción. Para este estudio se dispone de los siguientes datos. La energía cinética es almacenada en un volante de 146 kg, en el que el momento de inercia es $I = 6.8$ kg·m$^2$ que gira a $\omega = 30$ rad/seg. Dos varillas de acero de 13 mm de diámetro han de ser soldadas a tope (extremo con extremo) girando una con el volante y la otra está fija. Las varillas se presionan entre sí con una fuerza apropiada y la fricción entre los extremos hace que se detenga el volante. ¿La energía molecular de los extremos de la varilla se incrementará lo suficiente para hacer que se funda el acero? Este metal tiene una densidad de 0.0078 kg/cm$^3$, un punto de fusión de 1 427°C y un calor específico de 0.12 kcal/kg·R. La longitud activa de cada varilla afectada por la fricción es de $\frac{1}{16}$ plg (1.6 mm) y no sale una cantidad significativa de energía como calor de la varilla. Determine la elevación de la temperatura. ¿Juzga factible esta idea?

**4.30** Una parte de un tubo inclinado de 8 plg DI que conduce un flujo de agua ($\rho = 1.90$ slug/pie$^3$), tiene dos medidores de presión o manómetros situados con una separación de 2 000 pies. La lectura del manómetro corriente arriba es 21.1. psig y está 50 pies por encima del nivel de referencia; el manómetro instalado corriente abajo está a 38 pies sobre dicho nivel. El flujo es de 1.55 pie$^3$/seg y se estima que la pérdida por fricción en el tubo es de 1.1 pies de $H_2O$ por cada 100 pies de longitud del tubo: $Q$ = O. Utilizando la ecuación de energía, estime la lectura en el manómetro colocado corriente abajo. *Resp.* 16.86 psig.

**4.31** Aplique la ecuación de flujo constante (balance de energía) al caso de agua que fluye sin fricción por un tubo y obtenga la ecuación clásica de Bernoulli que establece que la suma de estas tres diferencias de carga es cero: carga de presión, carga de velocidad y carga de altura.

**4.32** Un soplante o soplador (ventilador de alta presión) maneja 1 530 pie$^3$/min de aire cuya densidad es $\rho = 0.073$ lb/pie$^3$. Las cargas estática y de velocidad son de 6.45 y 0.48 plg CA (a 60°F), respectivamente. La aceleración local de la gravedad es $g = 31.95$ pie/seg$^2$. **(a)** Halle la potencia de entrada al aire suministrada por el ventilador. **(b)** Si la velocidad inicial es despreciable, halle la velocidad final.

*Resp.* **(a)** 1.66 hp, **(b)** 2 800 pie/min

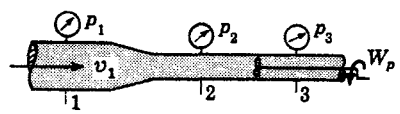
**4.33** Se extrae aire de un gran espacio impartiéndole una velocidad de 20 m/seg mediante un ventilador. La densidad del aire es $\rho = 1.201$ kg/m$^3$ y el trabajo realizado sobre el aire es 0.0342 hp·min/kg de aire. Determine la carga estática en el ventilador, en CA (a 37.8°C).

**4.34** Un gran ventilador de tiro forzado impulsa aire a 14.7 psia (1.029 kgf/cm$^2$), 110°F (43.33°C) bajo una carga total de 10.5 plg CA (a 110°F). La potencia de entrada al ventilador es de 300 hp y esta máquina tiene una eficiencia de 75%. Calcule el volumen de aire manejado cada minuto. La aceleración local de la gravedad es $g = 31.85$ pie/seg$^2$.

*Resp.* 138 000 pie$^3$/min.

**4.35** Se tiene agua que fluye uniformemente por el sistema de tubo que se muestra en la figura. Los siguientes datos se aplican al caso: $D_1 = 1$ pie, $D_2 = D_3 = 0.5$ pie, $p_1 = 12$ psig, $\mathscr{e}_1 = 10$ pie/seg; la potencia de entrada al rotor o impulsor es $W_p = 3.91$ hp. Suponga que la energía interna $u$ y la densidad $\rho = 62.4$ lb/pie$^3$ permanecen constantes. Calcule **(a)** $\mathscr{e}_2$, **(b)** $p_2$ y **(c)** $p_3$.

*Resp.* **(a)** 40 pie/seg, **(b)** 1.9 psig. **(c)** 3.8 psig.




**Problema 4.35**

# 5

# SEGUNDA LEY DE LA TERMODINAMICA-ENTROPIA

## 5.1 INTRODUCCION

*The Moving Finger writes; and, having writ,/Moves on: nor all your Piety nor Wit/Shall lure it back to cancel half a Line/ Nor all your Tears wash out a Word of it* (Omar Khayyám, *Rubáiyát*).

"El Dedo Móvil escribe; y, habiendo escrito/resígnate: toda tu piedad y todo tu ingenio/no lo harán quitar ni media línea/ ni todas tus lágrimas podrán borrar una palabra de lo escrito" (Trad. de F.P.B.)

Así como la primera ley de la termodinámica proporcionó la base del concepto de la energía interna, la segunda ley aporta la base del concepto de la entropía. Por otra parte, la primera ley admite la posibilidad de que el calor y el trabajo sean 100% intercambiables, sin ninguna restricción; la segunda ley, a su vez, complementa a la primera restringiendo la cantidad de calor que se puede convertir en trabajo.

En este capítulo examinaremos numerosas consecuencias de la segunda ley de la termodinámica. Realmente sus ramificaciones son tan extensas que sólo las consideraremos en unos cuantos aspectos de importancia inmediata para el ingeniero. Como advierte el poeta, es tan ubicua su presencia en la naturaleza que la humanidad no la puede evitar. De modo que pasaremos de lo sublime a lo pragmático.

Necesitamos ahora presentar brevemente un ciclo único, el ciclo de Carnot; ver en § 8.3 una descripción completa. En el plano *Ts* el ciclo tiene la figura de un rectángulo, y consta de cuatro procesos: dos isotérmicos y dos isentrópicos; ver la figura 5/1.

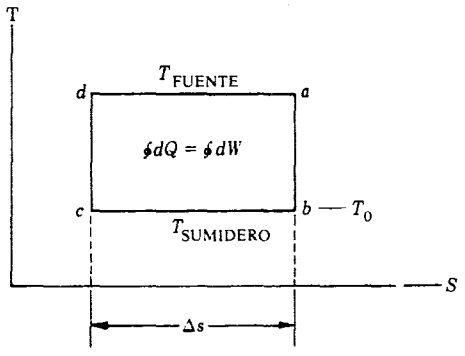



**Fig. 5/1.** *Ciclo de Carnot.*

El ciclo de Carnot es único en el sentido de que es exteriormente —así como interiormente— reversible, puesto que el calor es admitido y cedido según diferencias pequeñísimas de temperatura; ver § 5.9.

Debido a que se consideran áreas rectangulares en el plano *Ts*, es posible deducir que

**(a)** $$Q_a/T_{\text{fuen.}} = Q_r/T_{\text{resum.}} = Q_r/T_0 = \Delta S$$

y

**(b)** $$dQ_a/T_a = dQ_r/T_0 = ds$$

donde $T_{\text{resum.}} = T_0$.

Otras observaciones que también pueden hacerse ahora son las concernientes a la máquina (o motor) de Carnot (que opera según este ciclo) son: es reversible, el más eficiente, y con frecuencia se utiliza como estándar o patrón de comparación para otras máquinas (y ciclos). Además tengamos en cuenta también que el área *abcd* ($\oint dQ$) representa el trabajo máximo ($\oint dW$) producido con estas restricciones, y a esto se le llama disponibilidad de trabajo máximo (§ 5.7).

## 5.2 ENUNCIADOS DE LA SEGUNDA LEY DE LA TERMODINAMICA

En el curso de los años se han realizado muchos enunciados de la segunda ley y en realidad el principiante obtiene considerablemente más información a partir de un cierto número de enunciados que de cualquier otro. La segunda ley, lo mismo que la primera, es un resultado de la experiencia, y su descubrimiento y refinamiento lógico, empezó con el trabajo de Carnot. Algunos enunciados significativos son:

**A.** Clausius (§ 5.9): *Es imposible que una máquina que actúa por sí misma, sin ayuda de un agente exterior, haga pasar calor desde un cuerpo a cierta temperatura hasta otro a una temperatura superior.*

**B.** Kelvin-Planck[1.26]. *Es imposible construir una máquina termodinámica que, cuando opere según cierto ciclo, no produzca más efectos que efectuar trabajo e intercambiar calor con un solo depósito térmico.*

**C.** *Todos los procesos espontáneos dan por resultado un estado más probable* (§ 5.27). La tendencia natural de los eventos es pasar de un estado menos probable a uno más probable.

**D.** *La entropía de un sistema aislado nunca disminuye.* Si todos los procesos que ocurren dentro del sistema son reversibles, su entropía no cambia, de otra manera su entropía aumenta.

**E.** *Ninguna máquina termodinámica real o ideal que opera en ciclos puede convertir en trabajo todo el calor suministrado a la sustancia operante, sino que tiene que ceder una cierta cantidad de calor.* Este enunciado destaca el concepto importante de la ***degradación de la energía***, al pasar ésta desde un estado de temperatura más alta hasta uno de temperatura más baja. La idea de la degradación en un proceso es que todos los procesos reales originan la degradación de energía que podría haber sido convertida en trabajo, en energía que no puede ser convertida de este modo.

**F.** Carathéodory: *En el entorno de un estado particular 2 de un sistema, existen estados vecinos: 1. que son inaccesibles, por cambios adiabáticos a partir del estado 2.* Por ejemplo, en el experimento de Joule-Thomson del tabique poroso, figura 6/5, § 6.11, el estado puede cambiar *adiabáticamente* de 1 a 2, pero no de 2 a 1, no importa cuán pequeña sea la caída de presión. El significado de este enunciado lo evidencia un teorema matemático ideado y demostrado por Carathéodory (1909). Este investigador se propuso definir la segunda ley y la entropía sin recurrir a la máquina de Carnot o a cualquier otra máquina termodinámica, y tuvo éxito en ello.[1.5]

A partir de algunos de estos enunciados, puede verificarse la verdad de otros por medio de las matemáticas y la lógica[1.2]; observemos cuán fácil es percibir la equivalencia de los enunciados **A** y **B** en la figura 8/16(b) y (c).

## 5.3 DESIGUALDAD DE CLAUSIUS

Este concepto, otro enunciado básico de la segunda ley, puede ser descrito en varias formas. Considere un sistema $B$ de cualquier clase, figura 5/2, en el que se desarrollan uno o más ciclos. El calor $dQ_B$ y el trabajo $dW_B$ pueden ser positivos o negativos y se indican en el sentido positivo convencional en el caso del sistema $B$. Tratándose de un ciclo la primera ley aplicada al sistema $B$ da

**(a)** $$\oint dQ_B = \oint dW_B$$

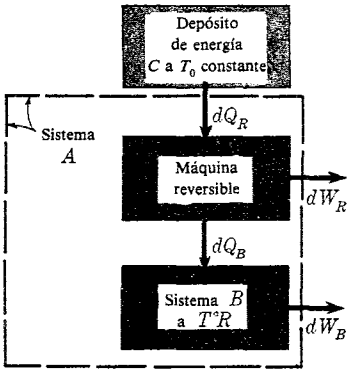



**Fig. 5/2.** *Desigualdad de Clausius.* Para que el calor fluya entre el depósito térmico $C$ y el sistema $B$, es necesaria una diferencia de temperatura. Un sistema imaginario (como $B$), que recibe calor desde una fuente exterior (como $C$) en tanto que la temperatura de $B$ varía o es diferente de $T_0$ puede hacerse exteriormente reversible con el uso imaginario de un motor reversible $R$, el cual recibe el calor reversiblemente a la temperatura $T_0$ y lo cede a la temperatura $T$ del sistema $B$.

Para lograr un intercambio reversible de calor con el depósito térmico $C$, se introduce la máquina reversible $R$ y se hace que funcione un número entero de ciclos correspondiente a uno de $B$; la máquina $R$ recibe calor $dQ_R$ y efectúa un trabajo $dW_R$. La ecuación (a, § 5.1) aplicada a la máquina $R$, con $dQ_B$ positivo como se indica, da

**(b)** $$\frac{dQ_R}{T_0} = \frac{dQ_B}{T} \quad \text{o bien,} \quad dQ_R = T_0 \frac{dQ_B}{T}$$

La primera ley aplicada a $R$ (cualquier término puede ser positivo o negativo) es

**(c)** $$dQ_R = dW_R + dQ_B \quad \text{o bien,} \quad dW_R = dQ_R - dQ_B$$

Sustituyendo $dQ_R$ de la ecuación **(b)** en la ecuación **(c)** se obtiene

**(d)** $$dW_R = T_0 \frac{dQ_B}{T} - dQ_B$$

Consideremos como sistema $A$ a los sistemas $R$ y $B$ en conjunto. El trabajo total del sistema $A$, con $\oint dQ_B = \oint dW_B$ y todas las sumas cíclicas para el mismo lapso, es entonces

**(e)** $$\oint dW_A = \oint (dW_B + dW_R) = \oint \left( dQ_B + T_0 \frac{dQ_B}{T} - dQ_B \right) = T_0 \oint \frac{dQ_B}{T}$$

Puesto que este sistema $A$ intercambia calor con un solo depósito térmico, su trabajo debe ser cero o menor, §10.13 y el enunciado **B** de la segunda ley. Por consiguiente,

**(f)** $$\oint dW_A = T_0 \oint \frac{dQ_B}{T} \leqq 0$$

Puesto que $T_0$ es siempre positiva, se deduce que $\oint dQ_B/T \leqq 0$. Como quiera que $B$ es un sistema de cualquier clase, podemos suprimir el subíndice $B$, considerar que $dQ$ es el calor para cualquier sistema y obtener la famosa ***Desigualdad de Clausius,***

(5-1) $$\oint \frac{dQ}{T} \leqq 0$$

## 5.4 DEFINICION DE LA ENTROPIA A PARTIR DE LA SEGUNDA LEY

Si los procesos del sistema $B$ son todos reversibles, $\oint dW_A = 0$ en la ecuación **(f)** anterior y

**(a)** $$\oint \frac{dQ}{T}\Big]_{\text{rev.}} = 0$$

que se ajusta a un requisito básico para una propiedad. Por consiguiente, Clausius llegó a la conclusión de que $dQ/T$ era un cambio de una propiedad, que ya ha sido definida como entropía, $ds = dQ/T]_{\text{rev.}}$, ecuación (3-2); la expresión anterior se denomina ***ecuación de la segunda ley.***

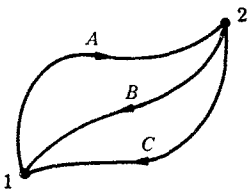



**Fig. 5/3.** *Sistema cerrado que experimenta un proceso cíclico*

Ahora examinemos el concepto de entropía desde un punto de vista diferente, utilizando la ecuación (5-1). Consideremos que un sistema cerrado experimenta un cambio por un cierto proceso reversible $A$ desde el estado 1 hasta el estado 2, y según otro proceso reversib' $B$ desde el estado 2 hasta el estado 1; ver la figura 5/3. Entonces, de acuerdo con la desigua dad de Clausius

**(a)** $$\oint_{1A2B1} dQ/T = \int_{1A2} dQ/T + \int_{2B1} dQ/T = 0$$

Ahora sea el proceso reversible $C$ un medio diferente por el cual el sistema puede cambi desde el estado 2 hasta el estado 1. Tratándose del cambio cíclico $1A2C1$ es posible escril también

**(b)** $$\oint_{1A2C1} dQ/T = \int_{1A2} dQ/T + \int_{2C1} dQ/T = 0$$

Restando la ecuación **(b)** de la ecuación **(a)** da por resultado

$$\int_{2B1} dQ/T - \int_{2C1} dQ/T = 0$$

o bien,

**(c)** $$\int_{2B1} dQ/T = \int_{2C1} dQ/T = \int_{21\ (rev)} dQ/T$$

Concluiremos que la integral $\int_{rev.} dQ/t$ tiene las características de una propiedad (o sea, es independiente de la trayectoria y depende únicamente de las localizaciones de puntos de estado), y llamémosla entropía. En consecuencia

**(d)** $$ds = (dQ/T)_{rev}$$

o bien,

$$\Delta S = \int_{rev} dQ/T$$

## 5.5 PRODUCCION DE ENTROPIA

Si un ciclo tiene una cierta irreversibilidad interna, $\oint dS = 0$ y la ecuación (5-1) se convierte en $\oint dQ/T < 0$, la cual se puede convertir en una igualdad por la adición de un término,

(5-2) $$\oint dS = \oint \frac{dQ}{T} + \Delta S_p = 0$$ [CON IRREVERSIBILIDAD INTERNA]

donde $\Delta S_p$, siempre positivo, es el incremento en entropía asignable a irreversibilidades *internas* al sistema cíclico; tal aumento se puede denominar *producción de entropía interna* o *crecimiento de la entropía.* La ecuación (5-2), el cambio cíclico de entropía, es igual a cero debido a que la entropía es una propiedad.

Imagínese un ciclo de tres procesos para fines de explicación, siendo los procesos *ab, bc* y *ca*. Supóngase que justamente uno de estos procesos, el *ca*, es irreversible. La integral cíclica de $dQ/T$ es simplemente la suma de las integrales de todos los procesos del ciclo; para el ciclo *abc,* la ecuación (5-2) será

**(a)** $$\oint \frac{dQ}{T} + \Delta S_p = \int_a^b \frac{dQ}{T} + \int_b^c \frac{dQ}{T} + \int_c^a \frac{dQ}{T} + \Delta S_p = 0$$

Siendo la entropía una función de punto,

**(b)** $$\Delta S_{ab} + \Delta S_{bc} + \Delta S_{ca} = 0$$

Puesto que para los procesos interiormente reversibles,

**(c)** $$\Delta S_{ab} = \int_a^b \frac{dQ}{T} \quad \text{y} \quad \Delta S_{bc} = \int_b^c \frac{dQ}{T}$$

se deduce que para el proceso simplemente reversible de *c* a *a*,

(5-3A) $$\Delta S' = \int \frac{dQ}{T} + \Delta S_p \quad \text{o bien,} \quad dS' > \frac{dQ}{T}$$

donde los límites particulares de $c$ a $a$ se han omitido ya que el resultado se aplica a cualquier proceso y $dS'$ es el cambio real de entropía para un proceso reversible. La conclusión es que el *cambio de entropía durante un proceso irreversible es mayor que* $\int dQ/T$ y la cantidad en la que es mayor equivale al crecimiento interno $\Delta S_p$. La idea del aumento de entropía con la irreversibilidad se adapta al enunciado **D** de la segunda ley. En resumen, se tiene

$$(5\text{-}3B) \qquad dS \geqq \frac{dQ}{T} \quad \text{y} \quad \Delta S \geqq \int \frac{dQ}{T}$$

En el caso de un sistema *aislado*, §1.3, para el cual $dQ = 0$, se tiene, de la ecuación (5-3), $ds \geqq 0$. Para que esta generalización se aplique a procesos como los que hemos estudiado, el sistema aislado se puede denominar ***universo,*** lo cual incluye no sólo *al* sistema (sist.) sino también a todas las porciones del alrededor afectado (alr.), por ejemplo, una fuente (fuen.) y un resumidero (resum.). Ver el enunciado **D**, § 5.2. Luego, de acuerdo con la segunda ley, el cambio de entropía del universo (sistema totalmente aislado) es

$$\textbf{(d)} \qquad \Delta S = \Delta S_{\text{sist.}} + \Delta S_{\text{alr.}} = \Delta S_{\text{sist.}} + \Delta S_{\text{fuen.}} + \Delta S_{\text{sum.}} \geqq 0$$

En este caso la desigualdad se aplica sólo cuando toda la operación es reversible, exterior e interiormente, con respecto al sistema. Cuando hay irreversibilidad, $\Delta S > 0$ y su valor es el incremento en la entropía de este universo.

$$(5\text{-}4) \qquad \Delta S_p = \Delta s_{\text{sist.}} + \Delta S_{\text{fuen.}} + \Delta S_{\text{sum.}}$$

es la *producción de entropía,* que a menudo se expresa como una intensidad de variación en el tiempo (por ejemplo, en kcal/K·min, o kW/K), y cada término debe tener su propio signo algebraico apropiado. La ecuación (5-4) se aplica a procesos o a ciclos. Cuando el término *producción de entropía* se utiliza sin un adjetivo, se entiende que se refiere a la producción de entropía del universo considerado.

### 5.6 Ejemplo—Producción de entropía dentro de un sistema

Consideremos que 1 lb de aire pasa por un ciclo *abc'd*, figura 5/4, durante el cual se calienta isobáricamente según *ab* a $p_{ab} = 160$ psia, desde 140 °F hasta 540°F, se expande en forma adiabática según *bc'* hasta 40°F y 10 psia, cede calor isotérmicamente al resumidero a razón de 73.15 Btu/lb según *c'd'*, y completa el ciclo isentrópicamente según *da*. Calcular (a) $\oint dQ/T$ y la producción *interna* de entropía, (b) la producción de entropía en el proceso *bc'* y (c) la eficiencia térmica o termodinámica. (d) En el caso del ciclo *abcd* que es interiormente reversible, efectuar el cálculo de la eficiencia termodinámica. (e) ¿Cuál sería la eficiencia de una máquina de Carnot que trabajase entre los mismos límites de temperatura?

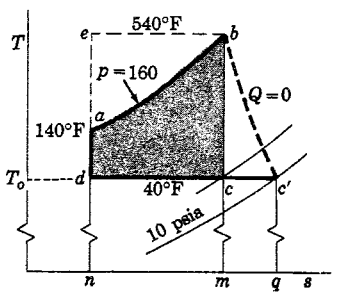



**Fig. 5/4.** El área sombreada *abcd* representa el trabajo, $\oint dQ$, para todo proceso interiormente reversible. Cuando uno o más procesos de un ciclo son irreversibles como *bc'* el área delimitada no representa a $\oint dQ$, sino a $\oint dQ = \oint dW$. Las irreversibilidades externas no se consideran en este ejemplo.

**Solución.** (a) Para el proceso *ab*, con datos de B 2, tenemos

$$\text{(a)} \qquad \Delta s_{ab} = \int \frac{dQ}{T}\Big]_{\text{rev}} = \int_a^b \frac{c_p\, dT}{T} = \Delta\phi = 0.75042 - 0.62607 = 0.12435 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R}$$

Para $bc'$, $Q = 0$. En el caso de $c'd$,

$$\text{(b)} \qquad \Delta s_{c'd} = \int \frac{dQ}{T}\Big]_{\text{rev}} = \frac{Q_{c'd}}{T_o} = \frac{-73.15}{500} = -0.1463 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R}$$

Para $da$, $Q = 0$. Por consiguiente,

$$\text{(c)} \qquad \oint \frac{dQ}{T} = 0.12435 - 0.1463 = -0.02195 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R}$$

De la ecuación (5-2), $\Delta s_p = +0.02195$ Btu/lb·°R, lo cual en este ejemplo no es la producción de entropía del *universo* debido a que el cambio de entropía del medio circundante no está incluido.

(b) Para el proceso $bc'$, $R \ln (160/10) = 0.19006$, y

$$\Delta s_{bc'} = \Delta\phi_{bc} - R \ln \frac{p_{c'}}{p_b}$$

$$\text{(d)} \qquad = 0.58233 - 0.75042 + R \ln \frac{160}{10} = 0.02197 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R}$$

Puesto que $bc'$ es un proceso adiabático, $\int dQ/T = 0$ y el cambio de entropía es la producción de ésta, por la ecuación (5-3). Tal respuesta está de acuerdo con la de la ecuación **(c)**, como debe ser.

(c) El trabajo del ciclo es $\oint dQ = \oint dW$.

$$\text{(e)} \qquad Q_A = \int c_p\, dT = \Delta h = 240.98 - 143.47 = 97.51 \text{ Btu/lb}$$

La otra cantidad de calor es el dato $Q_R = -73.15$. Por lo tanto,

$$\text{(f)} \qquad e = \frac{97.51 - 73.15}{97.51} = \frac{24.36}{97.51} = 25\%$$

(d) El proceso reversible correspondiente desde el estado (b) es un isentrópico *bc*. En este caso $\Delta s_{cd} = -s_{ab} = -0.12435$ por la ecuación **(a)**. Luego entonces, el calor cedido a $T_0 = 500°\text{R}$ es

$$\text{(g)} \qquad Q_R = T_0\, \Delta s = (500)(-0.12435) = -62.175 \text{ Btu/lb}$$

$$\text{(h)} \qquad e = \frac{97.51 - 62.175}{97.51} = \frac{35.335}{97.51} = 36.2\%$$

(e) El ciclo de Carnot que opera en el mismo intervalo de temperatura es *ebcd*; su eficiencia termodinámica vale

$$\text{(i)} \qquad e = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{1000 - 500}{1000} = 50\%$$

## 5.7 DISPONIBILIDAD (ENERGETICA)—SISTEMA CERRADO[1,2]

*La **disponibilidad energética** (energía disponible) de un sistema cerrado en un estado particular es el trabajo máximo que el sistema podría efectuar o entregar a algún otro distinto del medio circundante, cuando su estado cambia al estado inactivo* (un equilibrio termodinámico estable con el ambiente) *intercambiando calor sólo con su alrededor.* En este punto es fácil aceptar la idea de que el trabajo máximo posible se obtendría si el sistema siguiera un proceso reversible, exterior e interiormente, desde un estado particular hasta el estado inactivo, debido a que si algún otro proceso produjera más trabajo se infringiría la segunda ley.

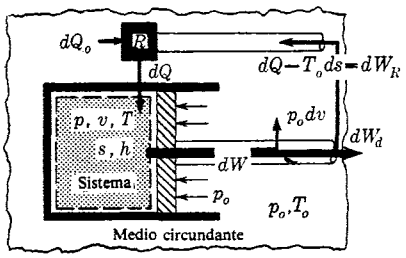



**Fig. 5/5.** *Disponibilidad energética—Sistema cerrado.* Los flujos de energía se muestran en el sentido positivo convencional: $dQ$ entra, $dW$ sale, pero éstas son cantidades algebraicas y realmente pueden tener un sentido u otro. En forma semejante, el trabajo del medio circundante puede tener un sentido u otro.

Consideremos el sistema cerrado de la figura 5/5 en el estado definido por $p$, $v$, $T$ u otras propiedades, circundado por un ambiente a $p_0$, $T_0$. Puesto que la temperatura del sistema será diferente de la del medio exterior o cambiará probablemente durante un proceso, ocurrirá una diferencia de temperatura con una interacción resultante de calor. Si el calor fluye simplemente desde la temperatura más alta hasta la más baja hay irreversibilidad. Esta interacción de calor se convierte en reversible por medio de una máquina $R$ también reversible. La máquina $R$ de la figura 5/5 completa un número muy grande de ciclos en el caso de un movimiento de la frontera, uno para cada cambio $dT$ en la temperatura del sistema, de modo que cada pequeña cantidad de calor $dQ$ es transmitida reversiblemente al citado sistema. El trabajo necesario para hacer funcionar la máquina reversible, por la primera ley, es

**(a)**
$$dW_R = dQ - dQ_0 = dQ - \frac{T_0}{T} dQ = dQ - T_0\, ds_{\text{sist.}}$$

donde se han empleado la relación $dQ_0/T_0 = dQ/T$, ecuación (a, §5.1), y la definición $ds = dQ/T$ (se tiene que $T$ es la temperatura del sistema mientras recibe el calor $dQ$).

Del trabajo total $dW$ entregado por el sistema, la cantidad $dW_R$ se emplea para impulsar a $R$ y la cantidad $p_0\, dv$ se utiliza para desplazar la frontera del medio circundante. De manera que el trabajo máximo que puede ser entregado durante el *proceso* a algún sistema distinto del medio exterior es

**(b)**
$$W_d = \int [dW - (dQ - T_0\, ds) - p_0\, dv]$$
$$= -\int (dQ - dW - T_0\, ds + p_0\, dv)$$

En el caso de un sistema cerrado, la ecuación de energía (4-7) resulta

(4-7)
$$dQ = dE_s + dW \quad \text{o bien} \quad dQ - dW = dE_s$$

Utilizando este valor de $dE_s$ en **(b)** e integrando desde el estado dado hasta el estado inactivo (§ 5.25) se obtiene el trabajo máximo $W_{d\ máx.}$;

$$W_{d\ máx.} = -\int^{0} (dE_s + p_0\,dv - T_0 ds) = -[E_{s0} - E_s + p_0(v_0 - v) - T_0(s_0 - s)]$$

donde el estado del medio circundante ($p_0$, $T_0$) se toma como una constante; además, $p_0$, $T_0$ y $v_0$ son propiedades del sistema después de que éste ha alcanzado el estado de inactividad. Sea

$$\text{(5-5)} \qquad \mathscr{A}_n = E_s + p_0 v - T_0 s \quad \text{o bien} \quad \mathscr{A}_n = u + p_0 v - T_0 s$$

[SOLAMENTE HAY ENERGÍA MOLECULAR ALMACENADA]

lo cual se define a partir de las propiedades únicamente, y es, por consiguiente, una propiedad también; a ésta se le llamará ***función de disponibilidad*** para procesos sin flujo, como propuso Keenan.[1,2] Luego, el trabajo entregado máximo posible de un *proceso* de un sistema cerrado es

$$\text{(5-6A)} \qquad W_{d\ máx.} = -\Delta\mathscr{A}_{n/0} \qquad \text{[DISPONIBILIDAD]}$$

donde $-\Delta\mathscr{A}_{n/0}$, denominada ***disponibilidad*** para proceso sin flujo, es el valor negativo del cambio de $\mathscr{A}_n$ desde el estado dado hasta el estado inactivo. Si es el caso de una sustancia pura con energía almacenada en la forma molecular

$$\text{(5-6B)} \qquad W_{d\,máx.} = -\Delta\mathscr{A}_{n/0} = (u + p_0 v - T_0 s) - (u_0 + p_0 v_0 - T_0 s_0)$$

Por un razonamiento semejante, si un sistema cerrado experimenta un cambio desde un estado 1 hasta un estado 2, el trabajo máximo que se puede entregar con sólo interacción reversible de calor con el alrededor es

$$\text{(5-7)} \qquad W_{d\ máx.} = -\Delta\mathscr{A}_n = -(\mathscr{A}_{n\,2} - \mathscr{A}_{n\,1}) = \mathscr{A}_{n\,1} - \mathscr{A}_{n\,2}$$

donde la función de disponibilidad $\mathscr{A}_n$ es como se define en la ecuación (5-5). Si $-\Delta\mathscr{A}_n$ resulta negativa, esto es el *mínimo* trabajo de entrada concebible para producir un cambio de estado de 1 a 2.

### Ejemplo

Un sistema cerrado consiste en un kilogramo de vapor de agua a 30 bar, 450°C en un ambiente donde $p_0$ = 1 bar, $t_0$ = 35°C. ¿Cuál es su disponibilidad energética?

**Solución.** Por la sección B 16 (diagrama SI), las propiedades del sistema son $h$ = 3 342 kJ/kg, $v$ = 0.108 m$^3$/kg, $s$ = 7.08 kJ/kg·K. En el estado inactivo, $h_0$ = 147 kJ/kg, $v_0$ = 0.00101 m$^3$/kg, $s_0$ = 0.505 kJ/kg·K.

Utilizando la ecuación (5-6B),

$$\begin{aligned}
\mathscr{A}_{n/0} &= (u + p_0 v - T_0 s) - (u_0 + p_0 v_0 - T_0 s_0) \\
&= [h + v(p_0 - p) - T_0 s] - [h_0 - T_0 s_0] \\
&= (h - h_0) + v(p_0 - p) - T_0(s - s_0) \\
&= (3\,342 - 147) + (0.108)\,(1 - 30)(10^5) - (308)\,(7.18 - 0.505) \\
&= 3\,195 - 313.2 - 2\,025.1 \\
&= 857 \text{ kJ/kg}
\end{aligned}$$

que es una medida del trabajo útil máximo que puede realizar esta combinación de sistema y medio circundante.

## 5.8 DISPONIBILIDAD (ENERGETICA)—SISTEMA ABIERTO DE FLUJO CONSTANTE

*La **disponibilidad energética** de un sistema de flujo constante es el trabajo máximo que puede ser entregado, por ejemplo, por una unidad de masa del sistema a otro sistema distinto del medio circundante, a medida que dicha unidad de masa varía desde su estado a la entrada del volumen de control hasta el estado de inactividad en la frontera de salida de dicho volumen, intercambiando calor mientras tanto, sólo con el alrededor.* Los conceptos son los mismos que antes. Una máquina reversible $R$ se utiliza para efectuar una interacción reversible de calor con el medio exterior. Su trabajo, figura 5/6, está dado exactamente por la misma expresión anterior y por las mismas razones; dicho trabajo es $dW_R = dQ - T_0 ds$, donde $dQ$ y $ds$ se aplican al sistema. Cualquiera que sea el trabajo efectuado sobre el medio circundante o por este mismo, se evalúa —como ya se dijo— mediante un balance de energía, ecuación (4-9);

$$dQ - dW = dh + dK + dP \tag{4-9}$$

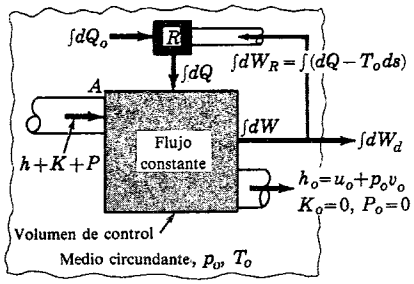



**Fig. 5/6.** *Disponibilidad energética—Sistema abierto con flujo constante.* Las energías que entran y salen se indican por unidad de masa; $\int dW$ y $\int dQ$ son trabajo y calor en el intervalo de tiempo que toma una cantidad de masa para pasar a través del volumen de control.

Escriba la ecuación del trabajo entregado, utilizando el valor de $dQ - dW$ en la ecuación (4-9), y se obtiene así

$$\begin{aligned} dW_d &= dW - dW_R = dW - (dQ - T_0\, ds) \\ &= -(dh + dK + dP - T_0\, ds) \end{aligned} \tag{a}$$

La integración desde el estado dado (de entrada) hasta el estado inactivo, proporciona el trabajo máximo posible, llamado ***disponibilidad energética*** para procesos de flujo constante, $-\Delta\mathscr{A}_{f/0}$,

$$\begin{aligned} W_{d\,\text{máx.}} &= -\Delta\mathscr{A}_{f/0} = -\int^{0} (dh + dK + dP - T_0\, ds) \\ &= -[h_0 - T_0 s_0 - (h + K + P - T_0 s)] \end{aligned} \tag{5-8}$$

donde $K_0 = 0$ y $P_0 = 0$ para el estado de inactividad. Sea $\mathscr{A}_f = h + K + P - T_0 s$ otra propiedad en un ambiente particular. Entonces, el trabajo de flujo constante entregado al máximo posible, durante un cambio entre los estados al azar 1 y 2, es

$$W_{d\,\text{máx.}} = -\Delta\mathscr{A}_f = -(\mathscr{A}_{f2} - \mathscr{A}_{f1}) = \mathscr{A}_{f1} - \mathscr{A}_{f2} \tag{5-9}$$

Observe que el ciclo de Carnot proporciona una medida del trabajo máximo posible para obtener a partir de un ciclo de máquina térmica que opere entre ciertas temperaturas particulares. Las funciones de disponibilidad permiten calcular el trabajo máximo posible en el caso de un *proceso* entre dos estados cualesquiera sólo con intercambio de calor con el medio circundante. Representemos con el símbolo $\mathscr{A}$ sin subíndice la función de disponibilidad, ya sea para un sistema cerrado o para uno abierto con flujo constante.

Si las energías cinética y potencial son despreciables, $\mathscr{A}_f$ se reduce a $\mathscr{A}_f = b = h - T_0 s$, denominada también *función de disponibilidad* o *función de Darrieus*. El grado de perfección de un proceso de flujo constante particular entre cualesquiera dos estados de una sustancia pura puede ser indicado razonablemente por la ***efectividad,***[1.2] definida como sigue, con $\Delta K = 0$ y $\Delta P = 0$:

$$\text{(5-10)} \qquad \varepsilon = \frac{W'}{b_1 - b_{2'}} \quad \text{y} \quad \varepsilon = \frac{b_1 - b_{2'}}{W'} \qquad [\Delta K = 0]$$

[TRABAJO SALIENTE] [TRABAJO ENTRANTE]

donde $W'$ es el trabajo real del fluido y $b_1 - b_2$ es el cambio de $h - T_0 s$ entre los estados extremos reales del proceso.

### Ejemplo

Considérese la misma combinación de sistema de vapor de agua y medio circundante del ejemplo anterior (§ 5.7), existiendo ahora movimiento en un sistema abierto con flujo constante a una velocidad de 150 m/s. ¿Cuál es la disponibilidad energética?

**Solución.** Aplicando los datos del ejemplo anterior a la ecuación (5-8) se tiene

$$\begin{aligned} \mathscr{A}_{f/0} &= (h + K + P - T_0 s) - (h_0 - T_0 s_0) \\ &= (h - h_0) - T_0(s - s_0) + K \qquad [P = 0] \\ &= (3342 - 147) - 308(7.08 - 0.505) + \frac{150^2}{2(1000)} \\ &= 3195 - 2025.1 + 11.3 \\ &= 1181 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

una medida del trabajo útil máximo que puede ser efectuado por esta combinación de sistema y medio circundante.

## 5.9 REVERSIBILIDAD

Una de las muchas facetas presentadas por la segunda ley es la base para el concepto de reversibilidad. Aunque nuestro conocimiento* de la termodinámica es muy probable que parezca escaso en este punto, podemos tener mayor noción acerca de la reversibilidad a partir de la presentación de unos ejemplos y una definición. La importancia de la idea de reversibilidad es que un proceso o ciclo reversible en todos aspectos es el más perfecto que se puede concebir. *Tales idealizaciones proporcionan un modelo de perfección y un medio para simplificaciones matemáticas.* Por lo tanto siempre que podamos definir el

* El conocimiento es de ayuda para el pensamiento correcto. Sin embargo, Ambrose Bierce ha expresado: "Saber: La clase de ignorancia que distingue al estudioso."

proceso reversible, tendremos oportunidad de hallar irreversibilidades, y quizá corregirlas hasta cierto punto. Todos los procesos reales son irreversibles, como lo ha entendido la humanidad desde hace mucho tiempo*.

Si una canica de vidrio se deja caer en el vacío (o sea, sin encontrar fricción del aire) sobre una placa firme también de vidrio, rebotará llegando casi a su altura original; el proceso es aproximadamente reversible, y toda la pérdida de energía potencial ha sido convertida en energía cinética en el instante inmediatamente antes del impacto, siendo casi igual a la unidad el coeficiente de restitución, la velocidad después del contacto es solamente un poco menor que la velocidad antes del choque; en el momento en que la canica está en reposo, casi toda la energía proveniente del trabajo de la gravedad ha quedado almacenada en la canica y en la placa de vidrio por la deformación elástica de las partes. No habiendo irreversibilidad (pérdidas), el rebote continuaría indefinidamente y la suma de las energías cinética y potencial gravitacional de la canica sería una constante, constituyendo así el bien conocido sistema conservativo. Si la canica fuera de plomo, el proceso resultaría relativamente irreversible, y la altura del rebote ya no llegaría hasta el punto de partida; una cantidad considerable del trabajo de la gravedad transformado durante el periodo de contacto pasaría a aumentar la actividad molecular (temperatura) de los cuerpos en colisión, y se transmitiría eventualmente como calor al medio circundante. Los rebotes pronto cesarían, y toda la energía potencial original de la canica se disiparía pasando al exterior; la canica habría llegado así al *estado de inactividad.*

Se puede decir vagamente que cualquier proceso que no ocurra en sentido contrario es irreversible, y fácilmente se pueden reconocer numerosas irreversibilidades de esta clase. Si un gas se calienta por electricidad, el calor proviene de un alambre caliente ($\mathscr{P}$ $\mathscr{R}$) y se sabe confiadamente por experiencias elementales, que cuando se enfríe el gas calentado no hará regresar la electricidad al sistema eléctrico (§ 7.4). Si los frenos de un automóvil lo llevan al reposo sabemos con toda seguridad que la energía absorbida por aquellos no hará mover al vehículo cuando los frenos sean soltados. Cuando dos automóviles chocan, se sabe sin ninguna duda que no podrán regresar por sí solos a su prístina forma anterior; la naturaleza puede reparar a las personas lesionadas, pero no por inversión del proceso que causó las lesiones. Se pueden generalizar estos ejemplos diciendo que la irreversibilidad está presente dondequiera que: 1) el calor fluya debido a una diferencia de temperatura, 2) ocurra un choque inelástico (todos son de esta clase), 3) exista trabajo de fricción (o sea, trabajo realizado por una fuerza de rozamiento). El 2) es un caso particular del 3), pero el concepto es lo suficientemente importante para justificar su cita por separado.

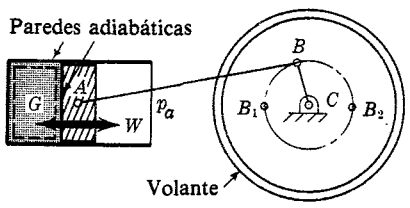



**Fig. 5/7.** *Sistema reversible.* No hay fricción de ninguna clase. Por definición, el calificativo *adiabático* significa que el calor es cero ($Q = 0$), y paredes adiabáticas son las que están *perfectamente* aisladas (no existe tal cosa).

Consideremos un ejemplo más por su valor informativo: Un sistema sin flujo constituido por un fluido expansible $G$ alojado en un cilindro, figura 5/7, se halla rodeado por ***paredes adiabáticas.*** Imagínese que el pistón está a una distancia infinitesimal del extremo

* No tiene caso llorar después de que se derramó la leche en la lumbre. Ni todos los caballos del rey, ni todos sus súbditos podrían reunir de nuevo a Humpty Dumpty.

anterior del cilindro, en la posición de punto muerto (la manivela en $B_1$), y que el fluido $G$ se encuentra a una presión mayor que la atmosférica. Si la máquina tiene libertad de movimiento, $G$ se expanderá y efectuará trabajo a costa de su energía interna [$Q = \Delta u + W = 0$, ecuación (4-7)]. Si el inicio del movimiento es desde el reposo, este trabajo se puede utilizar para acelerar o incrementar la velocidad de un volante, almacenada ahí energía cinética. Al final de la carrera del émbolo (manivela en $B_2$), la energía cinética del volante es suficiente para comprimir $G$ de nuevo, hasta su estado original ($p_1$, $v_1$, $T_1$), punto en que la máquina otra vez queda en reposo. Como ya se mencionó, el gas debe expanderse lentamente de modo que exista equilibrio interno en todo momento. Desde luego, en realidad no podemos esperar indefinidamente que el pistón realice un viaje de ida y vuelta, y tampoco es posible eliminar la fricción.

Finalmente, el proceso reversible es un proceso *controlado*, en contraste con una expansión no controlada, como sucede en la apertura de un válvula que deja escapar el fluido sin que realice ningún trabajo. Por otra parte, una *expansión guiada* como la que ocurre en una tobera, puede aproximarse mucho a un proceso reversible en el que la energía cinética de un chorro es reconvertida en un difusor ideal (carente de turbulencias y rozamientos) para llevar la sustancia a su estado original otra vez.

**(a)** La ***irreversibilidad externa*** es una irreversibilidad exterior al sistema. Cuando el sistema es la *sustancia operante G,* figura 5/7, por ejemplo, la fricción en los cojinetes $A$, $B$, $C$, etc., son irreversibilidades externas; todas absorben parte del trabajo de salida $W$ producido por el sistema de gas. Se sabe de manera instintiva que no podemos utilizar la "energía friccional" para comprimir de nuevo el fluido hasta su estado original (realmente este es un aspecto de la segunda ley de la termodinámica).

Otra irreversibilidad externa se debe al flujo de calor a través de las paredes confinantes (el sistema es el gas), pues el disponer de una pared adiabática es puramente ficticio. Ya que la temperatura de la sustancia es probable que cambie durante la expansión, habrá una diferencia de temperatura $\Delta T$ con el medio circundante. Si se tiene una diferencia de tal clase existirá necesariamente transmisión de calor. Como expresó Clausius* en 1850, "Es imposible que una máquina térmica que funcione por sí sola y sin ayuda exterior, haga pasar calor desde un cuerpo a una cierta temperatura hasta otro a una temperatura más alta" (otro aspecto de la segunda ley). Luego, realmente, siempre que hay un flujo neto de calor, existe irreversibilidad, pero la transmisión del mismo tiende a la reversibilidad a medida que $\Delta T$ tiende a cero.

**(b)** La ***irreversibilidad interna*** es cualquier irreversibilidad en el interior del sistema. Puede comprender las pérdidas por fricción en $A$, $B$, $C$, etc., de la figura 5/7 si las fronteras se establecen de manera que incluyan estas partes. Si el gas $G$ es el sistema, las irreversibilidades internas están relacionadas con la fricción en el fluido (turbulencia, roce sobre las paredes de un conducto y frotamiento de una capa de fluido sobre otra) y con los gradientes de presión y temperatura dentro del fluido. La difusión (o mezcla) de dos gases o líquidos es un proceso irreversible como lo es la combustión. Después de que un gas se expande

* Rudolf Julius Emmanuel Clausius (1822-1888), nacido en el norte de Alemania y profesor de física, fue un genio en las investigaciones matemáticas de los fenómenos naturales. Realizó y formuló de nuevo los estudios de Carnot. Deduciendo el principio de la segunda ley de la termodinámica. Su trabajo matemático en óptica, electricidad y electrólisis fue significativo. James Clerk Maxwell lo considera el fundador de la teoría cinética de los gases, con base en la cual Clausius realizó muchos cálculos importantes, uno de los cuales fue el del paso o trayecto libre medio de una molécula. Fue el autor de un tratado exhaustivo sobre la máquina de vapor, en el cual destacó el nuevo concepto de la *entropía*. Como expresó M. Flanders en *At the Drop of Another Hat:* "Heat can't flow from a cooler to a hotter,/You can try it if you like but you'd far better notter". (Se cita aquí de Montgomery, obra de referencia 5.1.)

irreversiblemente, parte de la energía que podría haber sido convertida en trabajo permanece almacenada en la sustancia; en la práctica, finalmente es absorbida por un sumidero de calor.

Si los sistemas están constituidos por gases, *la irreversibilidad externa de interés resultará una transmisión de calor a través de una caída de temperatura, y la irreversibilidad interna será principalmente fricción en el fluido.* Resumiendo: *Si después que finaliza un proceso, puede hacerse que regrese en orden inverso por los distintos estados del proceso original, y si todas las cantidades de energía que entran o salen del medio circundante pueden ser retornadas a sus estados originales (el trabajo como trabajo, el calor como calor, etc.), entonces tal* ***proceso es exterior e interiormente reversible.*** Si ocurre un proceso reversible y luego al sistema se le vuelve al estado original, no habrá ninguna evidencia o indicio de que hubiera ocurrido dicho proceso.

## 5.10 IRREVERSIBILIDAD

La irreversibilidad, además del significado que hemos estado utilizando, tiene más de un significado técnico bien definido en las publicaciones de la materia. Emplearemos el debido a Keenan.[5.3] *La irreversibilidad I es igual al máximo trabajo posible* $W_{d\,\text{máx.}} = -\Delta\mathscr{A}$ *que un sistema puede efectuar al pasar de un estado a otro,* menos *el trabajo realizado* $W_d$ *que se puede emplear para obtener algo distinto del desplazamiento de la frontera del sistema.* El trabajo $W_d$ puede ser trabajo real en un fluido, por ejemplo, o bien, otra energía que sea 100% disponible. También, puesto que la definición de $I$ es algebraica, el trabajo reversible puede ser el valor numérico *mínimo* concebible del *trabajo de entrada.*

## 5.11 IRREVERSIBILIDAD EN UN SISTEMA CERRADO

Vamos a considerar el caso general de interacciones de calor entre una fuente, un sistema y un sumidero, figura 5/8. En principio, observemos que se tienen cantidades totales y no cantidades por unidad de masa. Supóngase que el sistema es cerrado y sea $E$ la energía almacenada. Por la sección § 5.7 y la ecuación (5-7),

**(a)** $$\Delta\mathscr{A}_{\text{sist.}} = \Delta E_{\text{sist.}} + p_0\,\Delta V_{\text{sist.}} - T_0\,\Delta S_{\text{sist.}}$$

Por la primera ley, ecuación (4-7), el *calor neto para el sistema es*

**(b)** $$Q_{\text{sist.}} = \Delta E_{\text{sist.}} + p_0\,\Delta V_{\text{sist.}} + W_{d\,\text{sist.}}$$

donde el trabajo total del sistema es $p_0\,\Delta v_{\text{sist.}}$ contra el medio circundante más el trabajo entregado $W_{d\,\text{sist.}}$ En un balance de energía para el sistema, ecuación **(b)**, el calor $Q_{\text{fuen.}}$ de la fuente menos el calor $|Q_{\text{sum.}}|$ que va al sumidero es el calor neto $Q_{\text{fuen.}}$ para el sistema; pero en la ecuación final $Q_{\text{fuen.}}$ ha de ser con respecto a la fuente, negativo en este caso, y

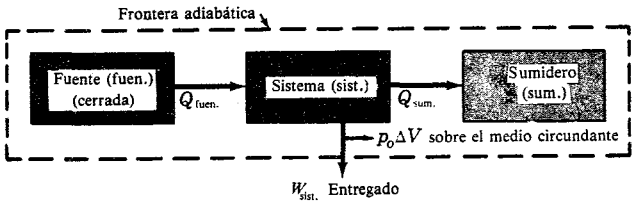



**Fig. 5/8.** *Irreversibilidad.* Considérese que todos los eventos ocurren simultáneamente o al mismo tiempo; o bien, hay que convertir todas las cantidades finitas en infinitesimales, con el mismo desarrollo en el texto.

$Q_{\text{sum.}}$ ha de considerarse respecto del sumidero, el cual recibe dicho calor y es, en consecuencia, positivo. Sobre esta base, el calor neto al sistema es $Q_{\text{sist.}} = -Q_{\text{fuen.}} - Q_{\text{sum.}}$. Utilizando este valor de $Q_{\text{sist.}}$ en la ecuación **(b)**, se obtiene

**(c)** $$\Delta E_{\text{sist.}} + P_0 \Delta V_{\text{sist.}} = -Q_{\text{fuen.}} - Q_{\text{sum.}} - W_{d\,\text{sist.}}$$

Este resultado sustituido en **(a)** da

**(d)** $$\Delta \mathscr{A}_{\text{sist.}} = -Q_{\text{fuen.}} - Q_{\text{sum.}} - W_{d\,\text{sist.}} - T_0 \Delta S_{\text{sist.}}$$

En el caso de la fuente, se expresa el cambio de disponibilidad como

**(e)** $$\Delta \mathscr{A}_{\text{fuen.}} = \Delta E_{\text{fuen.}} + p_0 \Delta V_{\text{fuen.}} - T_0 \Delta S_{\text{fuen.}}$$

La primera ley aplicada a la fuente (sin que haya trabajo entregado) da

**(f)** $$Q_{\text{fuen.}} = \Delta E_{\text{fuen.}} + p_0 \Delta V_{\text{fuen.}}$$

que empleado en **(e)** da, así mismo,

**(g)** $$\Delta \mathscr{A}_{\text{fuen.}} = Q_{\text{fuen.}} - T_0 \Delta S_{\text{fuen.}}$$

Apliquemos ahora la definición de reversibilidad, utilizando las ecuaciones **(d)** y **(g)**;

$$I = -(\Delta \mathscr{A}_{\text{sist.}} + \mathscr{A}_{\text{fuen.}}) - W_{d\,\text{sist.}}$$

**(h)** $$= -(-Q_{\text{fuen.}} - Q_{\text{sum.}} - W_{d\,\text{sist.}} - T_0 \Delta S_{\text{sist.}} + Q_{\text{fuen.}} - T_0 \Delta S_{\text{fuen.}}) - W_{d\,\text{sist.}}$$

Puesto que $Q_{\text{sum.}} = T_0 \Delta S_{\text{sum.}}$, sustituyendo este equivalente en **(h)** y simplificando queda:

(5-11A) $$I = T_0(\Delta S_{\text{sist.}} + \Delta S_{\text{fuen.}} + \Delta S_{\text{sum.}}) = T_0 \Delta S_p$$

lo cual expresa que la irreversibilidad de un proceso particular es igual a la temperatura absoluta del sumidero *multiplicada por* la producción de entropía (el cambio de entropía de este universo relacionado). Este cambio de entropía del universo es la producción entrópica, ecuación **(d)**, sección 5.5.

### Ejemplo

Un sistema cerrado admite reversiblemente 1 000 kJ de calor mientras su temperatura permanece en 400 K; la temperatura de la fuente es de 800 K; se tiene también que $T_0 = 300$ K. Determinar la producción de entropía y la irreversibilidad.

**Solución.** De la ecuación (5-4),

$$\Delta S_p = \Delta S_{\text{sist.}} + \Delta S_{\text{fuen.}} + \Delta S_{\text{sum.}}$$

$$= \frac{1\,000}{400} + \frac{-1\,000}{800} = 2.5 - 1.25$$

$$= 1.25 \text{ kJ/K}$$

De la ecuación (5-11A),

$$I = T_0 \Delta S_p$$

$$= (300)(1.25) = 375 \text{ kJ}$$

## 5.12 IRREVERSIBILIDAD EN UN SISTEMA DE FLUJO CONSTANTE

El cambio de disponibilidad energética en un sistema con flujo constante, ecuación (5-9), es

**(a)** $$\Delta \mathscr{A}_{\text{sist.}} = \Delta H_{\text{sist.}} + \Delta K_{\text{sist.}} + \Delta P_{\text{sist.}} - T_0 \Delta S_{\text{sist.}}$$

De la ecuación de energía para flujo constante (4-9) se obtiene

**(b)** $$Q_{\text{sist.}} - W_{d\,\text{sist.}} = \Delta H_{\text{sist.}} + \Delta K_{\text{sist.}} + \Delta P_{\text{sist.}}$$

la que sustituida en **(a)** da

**(c)** $$\Delta \mathscr{A}_{\text{sist.}} = Q_{\text{sist.}} - W_{d\,\text{sist.}} - T_0 \Delta S_{\text{sist.}}$$

$$= -Q_{\text{fuen.}} - Q_{\text{sum.}} - W_{d\,\text{sist.}} - T_0 \Delta S_{\text{sist.}}$$

siendo $Q_{\text{sist.}} = -Q_{\text{fuen.}} - Q_{\text{resum.}}$, como se explicó en el artículo anterior.

Para la fuente de flujo constante, supuesto que no hay trabajo de salida, el balance de energía, por la ecuación (4-9), es

**(d)** $$Q_{\text{fuen.}} = \Delta H_{\text{fuen.}} + \Delta K_{\text{fuen.}} + \Delta P_{\text{fuen.}}$$

y el incremento de disponibilidad,

**(e)** $$\Delta \mathscr{A}_{\text{fuen.}} = \Delta H_{\text{fuen.}} + \Delta K_{\text{fuen.}} + \Delta P_{\text{fuen.}} - T_0 \Delta S_{\text{fuen.}} = Q_{\text{fuen.}} - T_0 \Delta S_{\text{fuen.}}$$

donde se utiliza el resultado de la expresión **(d)**. Observe que si la fuente es un sistema cerrado, se obtiene lo mismo [ecuación **(g)**, § 5.11] y, por consiguiente, el resultado es general. Recordando que $W_{d\,\text{máx.}} = -\Delta \mathscr{A}$, se aplica la definición de irreversibilidad, se emplean las ecuaciones **(c)** y **(e)**, y obtenemos

**(f)** $$I = -(\Delta \mathscr{A}_{\text{sist.}} + \Delta \mathscr{A}_{\text{fuen.}}) - W_{d\,\text{sist.}}$$

$$= -(-Q_{\text{fuen.}} - Q_{\text{sum.}} - W_{\text{sist.}} - T_0 \Delta S_{\text{sist.}} + Q_{\text{fuen.}} - T_0 \Delta S_{\text{fuen.}}) - W_{d\,\text{sist.}}$$

Utilizando $Q_{\text{sum}} = T_0 \Delta S_{\text{sum.}}$ como antes, y simplificando, se obtiene

(5-11B) $$I = T_0(\Delta S_{\text{sist.}} + \Delta S_{\text{fuen.}} + \Delta S_{\text{sum.}}) = T_0(\Delta S_{\text{sist.}} + \Delta S_{\text{alr.}}) = T_0 \Delta S_p$$

lo mismo que resultó en el caso del sistema cerrado; ver la ecuación (5-4). Consideremos que la ecuación (5-11) es generalmente aplicable. Si el sistema es cíclico y los cálculos se efectúan para un número entero de ciclos, $\Delta S_{\text{sist.}} = 0$. Si el sistema pasa por un proceso adiabático solamente, $\Delta S_{\text{fuen.}} = 0$ y $\Delta S_{\text{sum.}} = 0$.

En la descripción anterior, el aumento de entropía del sumidero ha sido $Q_{\text{sum.}}/T_0$; pero se debe advertir que toda la energía "vertida" en el mismo aumenta la entropía de este elemento. Debemos generalizar entonces que

$$\text{(g)} \qquad \Delta S_{\text{sum.}} = \frac{E_{\text{sum.}}}{T_0}$$

donde $E_{\text{sum.}}$ puede incluir energía —por ejemplo, la energía cinética de un motor de reacción (o de chorro)— distinta del calor.

## 5.13 PORCION DISPONIBLE DEL CALOR

Como se ha expresado en una forma o en otra, la *energía disponible* es el trabajo en sí, o bien, una forma que es 100% convertible en trabajo en máquinas ideales como energía cinética, energía eléctrica, etc. También se sabe por el estudio del ciclo de Carnot y de otros conceptos, que *no todo* el calor que entra en un sistema (o sale de éste) es utilizable (o está disponible) para la conversión en trabajo según una base cíclica. La cuestión es, en general, qué cantidad en realidad podrá ser convertida.

Sea *ab*, figura 5/9 un proceso interiormente reversible. Tomemos el elemento diferencial de área 1-*mn*-4, donde el cambio de temperatura a medida que entra calor, es infinitesimal; $T_1 = T_4 = T$. Considerando la ecuación [(a), § 5.1] se expresa que

$$\text{(a)} \qquad \frac{dQ}{T} = \frac{dQ_R}{T_0} \quad \text{o bien,} \quad dQ_R = T_0 \frac{dQ}{T}$$

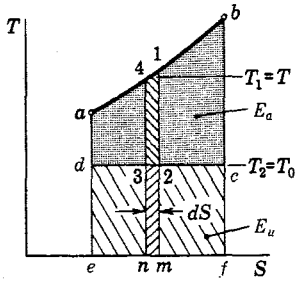



**Fig. 5/9.** *Porción disponible de calor.* La cantidad se determina imaginando que un ciclo se completa de *bcd* a *a* con procesos reversibles; el calor cedido es reversible, $T_2 = T_0$. El trabajo de este ciclo es $E_a$.

debido a que 1-2-3-4, figura 5/9, es un ciclo infinitesimal de Carnot; $dQ$ es el calor suministrado; $dQ_R$ es el calor cedido, área 2-3*mn*. Si $T_2 = T_0$, la temperatura del sumidero, $dQ_R$ es la cantidad mínima de energía térmica que debe ser cedida, pues los procesos 1-2 y 3-4 son isentrópicos. Por consiguiente, este valor particular $dQ_R$ tiene un significado bien definido; es la *parte no disponible* (o no utilizable) *del calor cedido;* por lo anterior se le asigna un símbolo especial $E_u$ (= $Q_R$ mínimo, como se definió antes). En consecuencia, la ecuación (a) en el caso de una transmisión térmica interiormente reversible será

$$\text{(b)} \qquad E_u = T_0 \int \frac{dQ}{T}\bigg|_{\text{rev}} = T_0\,\Delta S$$

donde $\Delta S = \int dQ/T$ para el sistema. Se deduce que la parte disponible del calor $Q$ que es el máximo trabajo concebible que se puede obtener a partir del calor, es

$$\text{(5-12)} \qquad E_a = Q - E_u = Q - T_0\,\Delta S$$

Si el calor fuera negativo, $E_a$ es la porción disponible del calor que se desprende del sistema. En la figura 5/9, la parte no disponible de calor está representada por el área *cdef* y la parte disponible por el área *abcd*. Si la energía proporcionada para el mismo cambio de estado es trabajo de agitación $W_p$ (por un mecanismo con rueda de paletas) en vez de calor, una porción análoga de la energía de entrada quedará disponible después que ha entrado al sistema; se tiene entonces que $E_a = W_p - T_0 \Delta S$.

### 5.14 Ejemplo—Irreversibilidad de un proceso adiabático

Un compresor de flujo constante para un motor con turbina de gas recibe aire a 14 psia (0.98 kgf/cm$^2$ abs) y 520°R (288.89 K) y lo comprime adiabáticamente después hasta 98 psia (6.86 kgf/cm$^2$ abs.) con una eficiencia de compresión de 83%; no hay ningún incremento significativo $\Delta K$. El sumidero aprovechable está a 510°R (283.33 K). En el caso del sistema de 1 lb de aire, determinar (a) la variación de disponibilidad y el trabajo por compresión. Tratándose de la compresión real, efectuar la determinación (b) del cambio de la disponibilidad y el trabajo, (c) del cambio de disponibilidad de los alrededores inmediatos, y (d) de la irreversibilidad. Utilice la tabla de la sección B 2. Ver la figura 5/10.

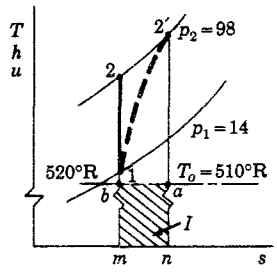



**Fig. 5/10.** *Aire como un gas ideal.*

**Solución.** De la sección B 2, a 520°R, $p_{r1} = 1.2147$ y $h_1 = 124.27$ Btu/lb. Luego entonces

$$\text{(a)} \qquad p_{r2} = p_{r1} \frac{p_2}{p_1} = (1.2147)\left(\frac{98}{14}\right) = 8.503$$

A esta presión $p_{r2}$ corresponde (según B 2) la temperatura de 903°R (501.67 K), hasta la cifra entera más próxima. A esta temperatura, $h_2 = 217.00$ Btu/lb.

a) En el caso de la compresión isentrópica, $\Delta s = 0$. Por la ecuación (5-9),

$$\text{(b)} \qquad \Delta \mathscr{A}_f = \Delta h - T_0 \Delta S = 217.00 - 124.27 - 0 = 92.73 \text{ Btu/lb}$$

El trabajo $W_c = -\Delta h = -92.73$. El aumento de disponibilidad energética en este proceso reversible es numéricamente igual al trabajo de entrada.

b) El trabajo real es $W_c' = W_c/\eta_c = h_1 - h_2$:

$$\text{(c)} \qquad W_c' = -\frac{92.73}{0.83} = -111.72 = 124.27 - h_{2'}$$

de lo cual, $h_{2'} = 236$ Btu/lb. Halle este valor en la sección B 2 y la temperatura en 2' será 979°R; también $\phi_{2'} = 0.74514$. Luego para $r_p = 98/14 = 7$ y $\phi_1 = 0.59173$, se obtiene

$$\text{(d)} \qquad \Delta s_{1\text{-}2'} = \Delta\phi - R \ln r_p = 0.74514 - 0.59173 - R \ln 7 = 0.02002 \text{ Btu/lb·°R}$$

o sea, 0.02; $\phi_{2'} - \phi_2$ es *ligeramente* distinto debido a que las temperaturas se redondearon a valores enteros $\bar{R} = 1.986$ Btu/lb·°R.

**(e)** $$\Delta\mathscr{A}_f = \Delta h - T_0\Delta s = 235.77 - 124.27 - (510)\,(0.02) = 101.3 \text{ Btu/lb}$$

un *mayor incremento* que en la compresión reversible.

c) El cambio de disponibilidad en el medio exterior inmediato, habiendo sólo trabajo de salida al medio circundante, es una disminución igual en magnitud al trabajo que entra al sistema, −111.7 Btu/lb; no hay entropía asociada al propio trabajo.

d) Puesto que el proceso es adiabático, $\Delta S_{\text{fuen.}} = 0$ y $\Delta S_{\text{sum.}} = 0$; por consiguiente,

**(f)** $$I = T_0\Delta s_{\text{sist.}} = (510)(0.02) = 10.2 \text{ Btu/lb}$$

Observando esta parte desde el punto de vista de la definición de $I$, y si se considera que $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$, tenemos (todos los términos son aplicables al sistema)

**(g)** $$\Delta\mathscr{A}_f = \Delta H + \Delta K + \Delta P - T_0\,\Delta S \qquad \text{[ECUACIÓN (5-9)]}$$

**(h)** $$Q = \Delta H + \Delta K + \Delta K + W_d = 0 \qquad \text{[ECUACIÓN (4-9)]}$$

Sustituyendo el valor de $\Delta H + \Delta K + \Delta P$ de **(h)** en **(g)**, se obtiene

**(i)** $$\Delta\mathscr{A}_f = -W_d - T_0\,\Delta S$$

**(j)** $$I = -\Delta\mathscr{A}_f - W_d = W_d + T_0\Delta S - W_d = T_0\Delta S$$

o bien, como es de esperar, $T_0\Delta s$ para 1 lb como en este ejemplo.

## 5.15 Ejemplo—Irreversibilidad de un intercambio de calor con el sumidero

Un gas ideal se comprime isotérmicamente 1-2, figura 5/11, a 1600°R, transmitiendo calor a razón de 3200 Btu/min a un sumidero *ab* a 600°R, supóngase que el proceso es de flujo constante y son nulos $\Delta K$ o $\Delta P$. Calcule (a) el cambio de disponibilidad energética del sistema, (b) el trabajo del sistema y (c) la irreversibilidad del proceso. Ver la figura 5/11.

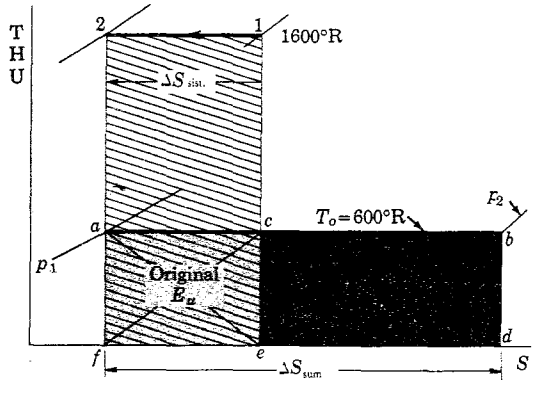



**Fig. 5/11.** El área *acef* bajo $T_0$ para $\Delta S_{ab}$ representa la parte no disponible original de calor desde 1-2 cuando $T = C$. El área *cbde* muestra el aumento de energía no disponible con transferencia de calor, y, en este ejemplo, la irreversibilidad $I$.

**Solución.** a) Puesto que la temperatura es constante en el caso de este gas ideal desconocido, $\Delta H = 0$, $\Delta U = 0$ y

**(a)** $$\Delta S_{1\text{-}2} = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \frac{Q}{T} = \frac{-3200}{1600} = -2 \text{ Btu/°R·min}$$

**(b)** $$\Delta\mathscr{A}_{1\text{-}2} = \Delta H - T_0\Delta S = 0 - (600)\,(-2) = 1\,200 \text{ Btu/min}$$

b) Para el flujo constante, ecuación (4-9), $Q = \Delta H + W$, o bien, $Q = W_d$, puesto que $\Delta H = 0$; por lo tanto, $W_d = Q = -3\,200$ Btu/min.

c) El cambio de entropía del sumidero es $Q/T_0$ donde $Q$ es positivo para dicho elemento.

(c) $$\Delta S_{ab} = \frac{Q}{T_0} = \frac{3200}{600} = 5.333 \text{ Btu/min}$$

(d) $$\Delta S_p = \Delta S_{\text{sist.}} + \Delta S_{\text{sum.}} = -2 + 5.333 = 3.333 \text{ Btu/min}\cdot{}^\circ\text{R}$$

e $I = T_0\,\Delta S_p = (600)\,(3.333) = 2000$ Btu/min.

Asimismo, considerando la definición de irreversibilidad, se obtiene

(e) $$Q_{\text{sist.}} = \Delta H_{\text{sist.}} + \Delta K_{\text{sist.}} + \Delta P_{\text{sist.}} + W_{d\ \text{sist.}}$$

(f) $$\Delta\mathscr{A}_{\text{sist.}} = \Delta H_{\text{sist.}} + \Delta K_{\text{sist.}} + \Delta P_{\text{sist.}} - T_0\Delta S_{\text{sist.}}$$

$$= Q_{\text{sist.}} - W_{d\ \text{sist.}} - T_0\Delta S_{\text{sist.}}$$

utilizando la ecuación (e). Nótese que $Q_{\text{sist.}} = -Q_{\text{sum.}} = -T_0\Delta S_{\text{sum.}}$ y se aplica la definición de $I$:

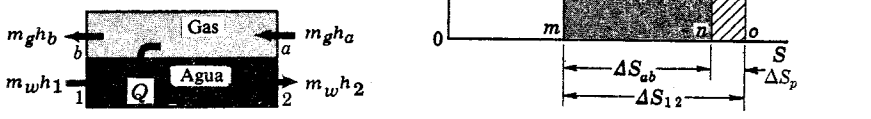
(g) $$I = -\Delta\mathscr{A}_{\text{sist.}} - W_{d\text{sist.}} = -(-T_0\Delta S_{\text{sum.}} - W_{d\text{sist.}} - T_0\Delta S_{\text{sist.}}) - W_{d\text{sist.}}$$

$$= T_0(\Delta S_{\text{sum.}} + \Delta S_{\text{sist.}})$$

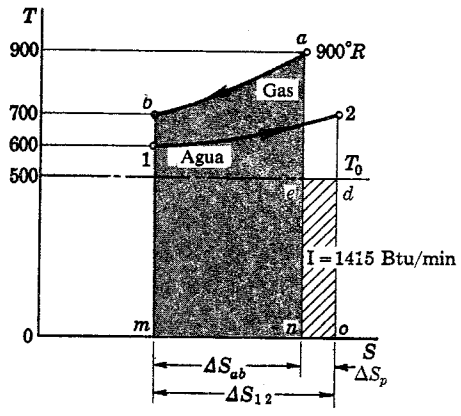
Observemos también que $I = W_{d\text{máx.}} - W_d = -\Delta\mathscr{A}_{\text{sist.}} - W_d = -1\,200 - (-3\,200) = 2\,000$ Btu/min, como se encontró antes.

## 5.16 Ejemplo—Irreversibilidad debida a un cambio de calor

En el cambiador de calor de la figura 5/12 (ver figura 7/9), 100 lb/min (45.3 kg/min) de agua (calor específico $c = 1$ Btu/lb·°R) han de ser calentados desde 140°F (600°R) hasta 240°F (700°R)




(a) Diagrama de energía para un cambiador de calor de contraflujo




(b) Irreversibilidad en el plano *TS*

**Fig. 5/12.** *Crecimiento de la entropía por intercambio de calor.* En la figura (b), es completamente improbable que sean las mismas las entropías absolutas $S_b$ y $S_1$; las curvas se trazan por conveniencia en esa forma.

por medio de gases calientes ($c_p$ = 0.25 Btu/lb·°R) que entran en el cambiador a 440°F (900°R) con una intensidad de flujo de 200 lb/min. (90.6 kg/min). Se considera que la interacción térmica entre el agua y el gas es solamente por calor y no hay cambios significativos en $\Delta K$ y $\Delta P$. El resumidero de que se dispone se halla a 500°R. a) Determinar el cambio de disponibilidad energética del gas y del agua, y el cambio neto. b) ¿Qué porción de calor se halla disponible a medida que sale el gas? ¿Qué porción se halla disponible con respecto al agua? c) ¿Cuál es la irreversibilidad? d) Calcule la disponibilidad energética del flujo constante de gas caliente en el estado *a*.

**Solución.** Primero se realizan los cálculos preliminares. No hay trabajo efectuado. Por consiguiente, las energías que entran y salen del sistema son la suma de las energías internas y de flujo (o sea, las entalpias) de los fluidos circulantes, como se indica en la figura 5/12(a). Se pueden considerar dos subsistemas, el gas y el agua. De acuerdo con la primera ley, el calor que sale del gas es igual numéricamente al calor que entra al agua, y la suma algebraica de estos calores es igual a cero. En el caso del agua $\Delta H_w = mc\ \Delta T$ muy aproximadamente (medios más exactos para evaluar $\Delta h$ en el caso del agua se dan en el Capítulo 3). Tratándose del gas $\Delta H_g = mc_p \Delta T$. En consecuencia, se tiene (fig. 5/12)

(a) $$Q_{\text{agua}} + Q_{\text{gas}} = 0 \quad \text{o bien,} \quad Q_{\text{gas}} = -Q_{\text{agua}}$$

(b) $$\Delta H_w = Q_{\text{agua}} = mc\,(T_2 - T_1) = (100)(240 - 140) = 10\,000 \text{ Btu/min}$$

(c) $$\Delta H_g = Q_{\text{gas}} = mc_p\,(T_b - T_a) = (200)(0.25)(T_b - 900) = -10\,000$$

de lo cual $T_b$ = 700°R, la temperatura final del gas que es necesaria para satisfacer la primera ley. Los cambios de entropía son

(d) $$\Delta S_g = mc_p \ln \frac{T_b}{T_a} = -(200)(0.25) \ln \frac{900}{700} = -12.57 \text{ Btu/°R·min}$$

El signo negativo indica una disminución de entropía, y

(e) $$\Delta S_w = mc \ln \frac{T_2}{T_1} = 100 \ln \frac{700}{600} = +15.4 \text{ Btu/°R·min}$$

El signo positivo señala un incremento de entropía.

a) Los cambios de disponibilidad son

(f) $$\Delta \mathscr{A}_g = \Delta H_g - T_0 \Delta S_g = -10\,000 - (500)(-12.57) = -3\,715 \text{ Btu/min}$$

(g) $$\Delta \mathscr{A}_w = \Delta H_w - T_0 \Delta S_w = +10\,000 - (500)(15.4) = +2\,300 \text{ Btu/min}$$

El cambio neto es $\Sigma \Delta \mathscr{A} = -1\,415$ Btu/min, y el signo negativo indica una disminución.

b) De los 10 000 Btu de calor que salen del gas según *ab*, figura 5/12, se obtiene

(h) $$E_{ug} = T_0 \Delta S = (500)(-12.57) = -6\,285 \text{ Btu/min, una disminución}$$

(i) $$E_{ag} = -10\,000 + 6\,285 = -3\,715 \text{ Btu/min, una disminución}$$

De los 10 000 Btu recibidos por el agua según 1-2,

(j) $$E_{uw} = (500)(15.4) = 7\,700 \text{ Btu/min, un aumento}$$

(k) $$E_{aw} = 10\,000 - 7\,700 = 2\,300 \text{ Btu/min, un aumento}$$

Las porciones disponibles son entonces 3 715/10 000, o bien, 37.15% para el gas 2 300/10 000, o 23% para el agua. La energía disponible que se pierde en la transmisión del calor es −3 715 +

2 300 = −1 415 Btu/min, la cual es 1 415/3 715 = 38.1% de la pérdida de energía disponible original sin utilizar un solo Btu de calor.

c) La producción de entropía (no habiendo paso de energía al sumidero) es

**(l)** $$\Delta S_p = \Delta S_{1\text{-}2} + \Delta S_{ab} = +15.4 + (-12.57) = +2.83 \text{ Btu/°R·min}$$

**(m)** $$I = T_0 \Delta S_p = (500)(2.83) = 1\,415 \text{ Btu/min}$$

que es lo mismo que el aumento de energía no disponible y, númericamente, la reducción de disponibilidad. Estos resultados son típicos para cambiadores de calor, pero no se aconseja una mayor generalización.

d) Para obtener la disponibilidad en el estado $a$, se calcula $\Delta S$ desde $a$ hasta el estado inactivo. Todas las presiones son iguales a la ambiente.

**(n)** $$-\Delta S_{a\text{-}0} = mc_p \ln \frac{T_a}{T_0} = (200)(0.25) \ln \frac{900}{500} = 29.39 \text{ Btu/°R·min}$$

$$-\Delta \mathscr{A}_{fa/0} = H_a - H_0 - T_0(S_a - S_0) = mc_p(T_a - T_0) - T_0(S_a - S_0)$$

**(o)** $$= (200)(0.25)(900 - 500) - (500)(29.39) = 5\,305 \text{ Btu/min}$$

Resumiendo, si el gas en $a$ pudiera pasar por un proceso reversible hasta el estado de inactividad, intercambiando calor sólo con el ambiente, 53% de tal calor podría ser convertido en trabajo.

## 5.17 OBSERVACIONES GENERALES ACERCA DE LA ENTROPIA, LA DISPONIBILIDAD Y LA IRREVERSIBILIDAD

Podemos decir ahora que la entropía es la propiedad cuyo cambio es una medida de la irreversibilidad de un proceso o de la cantidad de energía que llega a ser indisponible, medida que algunas veces es posible evaluar numéricamente. Puesto que la electricidad es energía disponible (o aprovechable), el empleo de ésta en el calentamiento de agua para caldear metal en un tratamiento térmico, etc., corresponde a la utilización de energía del más alto rango (100% disponible) para un trabajo que se puede efectuar con energía de rango relativamente bajo. No obstante, tal uso de energía de alto grado es a menudo *económico* en la industria o resulta tan conveniente, que el comprador estaría dispuesto a pagar el costo extra. Como lo implica la segunda ley, la energía puede tener una gradación. La energía de una fuente a alta temperatura es de grado más elevado (un mayor porcentaje está disponible si se emplea directamente en una máquina térmica) que la energía de una fuente a baja temperatura. Esta situación dilucida la conveniencia de la transmisión de calor con la más pequeña diferencia de temperatura que sea posible. Como la *intensidad* del flujo de calor es proporcional a la diferencia de temperatura, siendo iguales otros aspectos, la diferencia debe ser lo bastante grande para que el calor fluya con una intensidad apropiada para ciertas funciones necesarias, reales o imaginarias.

En último análisis, la energía disponible que produce se convierte en energía no disponible. Todo trabajo real producido finalmente se disipa por fricción, o su equivalente, y la energía se almacena en el resumidero. Por ejemplo, todos los millones de caballos de potencia mecánica producidos en los motores de automóvil, van a dar al resumidero térmico vía la fricción entre el vehículo y el aire, las pérdidas friccionales asociadas a los motores y el rozamiento en numerosos otros puntos; el resto de la energía liberada por la combustión llegará al sumidero vía los gases de escape, el aire que pasa por el radiador, etc. La energía de alto grado o rango está siendo continuamente degradada. Ver el enunciado *E degradación de la energía*, § 5.2.

En ocasiones hemos mencionado la disponibilidad de la energía cinética y la energía potencial. Puesto que la velocidad es siempre relativa, la energía cinética lo es también. Cuando hablamos acerca de la energía cinética en su sentido "absoluto", simplemente queremos decir que la $\mathscr{v}$ en $m\,\mathscr{v}^2/2$ es la velocidad con respecto a la Tierra. Hay situaciones en termodinámica en las que se desea medir la energía cinética a partir de otra referencia —con respecto a un cuerpo en movimiento (lo que significa en movimiento con respecto a la Tierra). En este caso la velocidad $\mathscr{v}$ sería con respecto al cuerpo móvil que tiene los ejes de referencia, y la energía correspondiente es disponible en relación con este cuerpo en movimiento (relativa respecto del marco de referencia para la velocidad). En forma semejante, la energía potencial gravitacional total en relación con la Tierra se debe evaluar utilizando la distancia al centro del planeta, pero la parte efectivamente disponible de esta energía es con respecto a la superficie terrestre. Sin embargo, los cambios en las energías cinética y potencial (de todas clases) pueden realmente ser convertidas en trabajo y, por consiguiente, estar disponibles.

El Sol emite energía que llega a la Tierra y una parte de esta energía es disponible, o sea, algo de ella puede ser convertida en trabajo por medio de una cierta máquina térmica. (Pueden imaginarse otras clases de máquinas destinadas a convertir directamente en electricidad parte de la radiación solar). Diversos combustibles se consumen en tal forma que es posible utilizar algo de las porciones disponibles de las energías liberadas. En todo caso, se requiere organización y la aplicación de trabajo físico y mental, para que podamos ser capaces de emplear como trabajo una cierta porción de la energía disponible que se desarrolla.

## 5.18 CALOR *versus* ENTROPIA EN EL CASO DE UN PROCESO IRREVERSIBLE

Hemos visto como el calor y la entropía están relacionados tratándose de un proceso reversible. Para determinar si existe una relación entre estas dos cantidades en el caso de un proceso que sea irreversible, consideremos que un sistema cerrado cambia reversiblemente por un proceso $R$ desde el estado 1 hasta el estado 2, y luego regresa al estado 1 según su proceso irreversible $I$; ver la figura 5/13.

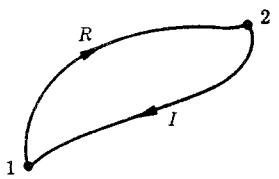



**Fig. 5/13.** Sistema cerrado que pasa por un proceso cíclico.

Por la ecuación [(a), § 5.4] resulta

**(a)** $$\oint_{1R2I1} ds = \int_{1R2} ds + \int_{2I1} ds = 0$$

Por la ecuación (5-1) se tiene que

**(b)** $$\oint_{1R2I1} dQ/T = \int_{1R2} dQ/T + \int_{2I1} dQ/T \leqq 0$$

Pero

$$\int_{1R2} dQ/T = \int_{1R2} ds$$

Por consiguiente,

(c) $$\oint_{1R2I1} dQ/T = \int_{1R2} ds + \int_{2I1} dQ/T < 0$$

Ahora combinando las ecuaciones (a) y (c) se obtiene

(d) $$\int_{2I1} dQ/T - \int_{2I1} ds < 0$$

o bien,

(e) $$\int_{irr} ds > \int_{irr} dQ/T$$

una relación que se deberá tener presente.

## 5.19 CAMBIO DE ENTROPIA, SISTEMA ABIERTO

Como se podrá observar en la sección § 7.27 para estados de equilibrio definibles, el cambio de entropía dentro de un volumen de control, el sistema, durante el tiempo $\Delta\tau$ es $\Delta S_{\text{sist.}} = m_2 s_2^a - m_1 s_1^a$, donde $s_2^a$ y $s_1^a$ son entropías absolutas de los estados de equilibrio 1 y 2 al principio y al final del intervalo de tiempo.

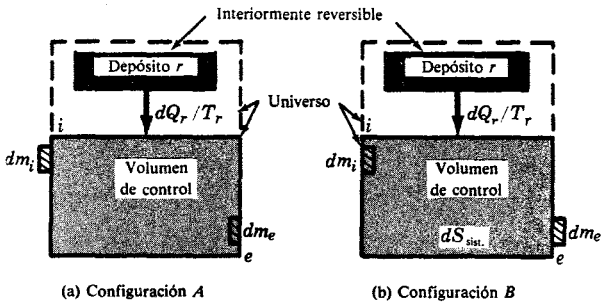



**Fig. 5/14.** El desarrollo de la ecuación (5-13) es tal que el signo de $dQ_r$ se determina con respecto al sistema (positivo, como se ilustra).

Para aplicar el principio de incremento de la entropía, $dS \geqq 0$, a un volumen de control, todos los depósitos térmicos con interacciones de calor se deben incluir para constituir un universo termodinámico. En la figura 5/14(a), la masa $dm_i$ está a punto de entrar al sistema, y —simultáneamente— la masa $dm_e$ está a punto de salir de la frontera en $e$; ambos eventos ocurren en el lapso $d\tau$, después del cual $dm_i$ queda dentro y $dm_e$ está fuera del volumen de control, figura 5/14(b). Así mismo, existe calor $dQ_r$ que sale de un depósito, a la temperatura $T_r$. En el caso de la configuración $A$, figura 5/14, la entropía de $dm_i$ y de la cantidad de sustancia en el sistema es $S_A = S_{1\,\text{sist.}} + S_i^a\, dm_i$. En la configuración $B$, la entropía dentro del volumen de control más la entropía de la masa $dm_e$ es $S_B = S_{2\,\text{sist.}} + S_e^a\, dm_e$. Mientras ocurre este cambio de entropía en el tiempo $d\tau$, el depósito —que se supone es interiormente reversible— experimenta un cambio de entropía igual a $dS_r = -dQ_r/T_r$, negativo porque el calor se muestra como saliente de $r$, y $dQ_r$ es positivo porque entra al volumen de control. Consideremos que $(S_2 - S_1)_{\text{sist.}}$ es $dS_{\text{sist.}}$ para el tiempo $d\tau$, y expresemos el cambio de entropía del sistema totalmente aislado (universo) como

(5-13A) $$dS_{\text{sist.}} + s_e^a\, dm_e - s_i^a\, dm_i + dS_r \geqq 0$$

de acuerdo con la ecuación (5-3), y el grado en que excede de cero es el crecimiento de la entropía. Si elementos de masa atraviesan la frontera en varios puntos, por ejemplo, en $j$ puntos, y si existen interacciones de calor con $r$ depósitos térmicos, se puede expresar de nuevo la ecuación (5-13) como

$$d(\Delta S)_p = dS_{\text{sist.}} - \sum_j s_j^a \, dm_j - \sum_r \frac{dQ_r}{T_r} \tag{5-13B}$$

donde $d(\Delta s_p)$ es la producción infinitesimal de entropía, $dS_{\text{sist.}}$ el cambio del "contenido" de entropía, ambos durante el lapso $d\tau$, y $dm_j$ es positiva cuando entra y negativa cuando sale del volumen de control. Considerando intensidad de variación en el tiempo, la ecuación (5-13) toma la forma

$$\frac{d(\Delta S_p)}{d\tau} = \frac{dS_{\text{sist.}}}{d\tau} - \sum_j s_j^a \dot{m}_j - \sum_j \frac{\dot{Q}_r}{T_r} \tag{5-13C}$$

Si los distintos flujos corresponden a diferentes sustancias y si la masa varía, todas las entropías deben ser absolutas, como se estableció; pero si el sistema es una sustancia pura y la masa es constante, cualquier valor de referencia puede servir.

## 5.20 Ejemplo—Pérdidas mecánicas

Una transmisión de engranes recibe 100 kW y suministra 95 kW mientras opera en régimen permanente a 60°C. El medio circundante está a 278 K. ¿Cuál es la producción de entropía del universo que se considera y la irreversibilidad?

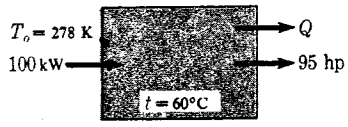



**Fig. 5/15.** Sistema de engranes (transmisión).

**Solución.** Ver el diagrama de energía de la figura 5/15. La intensidad a la cual se pierde trabajo resulta

$$E_w = 100 - 95 = 5 \text{ kW} \tag{a}$$

Puesto que la operación es en estado estable, un calor $\dot{Q} = -5$ kW sale del aparato a 333 K. Considerando la ecuación (5-13B) en relación con este sistema, es claro que no hay cambio en el contenido de entropía del mismo (condiciones estacionarias); puesto que ninguna masa entra o sale, $\int s_{ai} \, dm_i = 0$ en una unidad de tiempo; el calor entra al sumidero térmico el cual está a 278 K. En consecuencia,

$$\Delta \dot{S}_p = -\frac{\dot{Q}_r}{T_r} = -\frac{-5}{278} = 0.018 \text{ kW/K}$$

Considerando el sistema (engranaje), el trabajo perdido se produce a 333 K, suponiendo que todas las partes del mecanismo están a la misma temperatura (lo que es improbable); por lo tanto, agrega entropía al sistema a razón de 5/333 = 0.015 kW/J, pero el calor sale a 333 K, lo cual quiere decir que la disminución de entropía con el calor cancela la producción de la misma debido a la fricción. La irreversibilidad es $I = T_0 \Delta \dot{S}_p = (278)\ (0.018) = 5$ kW.

## 5.21 Ejemplo—Irreversibilidad en el flujo a través de un tubo

Una tubería sin aislamiento térmico se utiliza para transportar nitrógeno en flujo constante a razón de 5 lb/s, con $\Delta K \approx 0$ y $\Delta P = 0$. En la sección 1, figura 5/16, $p_1 = 200$ psia (14 kgf/cm$^2$), $T_1 = 800$°R (444.44 K), en la sección 2, $p_2 = 160$ psia (11.2 kgf/cm$^2$), $T_2 = 700$°R (388.89 K). El sumidero local está a 520°R (288.89 K). Determinar la irreversibilidad.

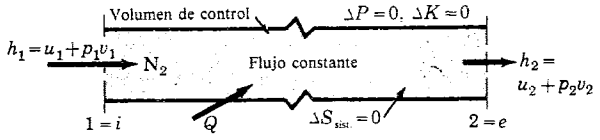



**Fig. 5/16.** *Sistema abierto con flujo constante, $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$, $W = 0$.*

**Solución.** En B 6 se encuentran las siguientes propiedades: $\bar{h}_1 = 5\,564.4$, $\bar{\phi}_1 = 48.522$. $\bar{h}_2 = 4\,864.9$, $\bar{\phi}_2 = 47.588$. Por el diagrama de energía de la figura 5/16, se obtiene

**(a)** $$Q = \bar{h}_2 - \bar{h}_1 = 4\,864.9 - 5\,564.4 = -699.5 \text{ Btu/pmole}$$

Entre las secciones 1 y 2, por la ecuación (6-13), se tiene que

**(b)** $$\bar{s}_2 - \bar{s}_1 = \Delta\bar{s} = \Delta\bar{\phi} - \bar{R} \ln \frac{p_2}{p_1} = 47.588 - 48.522 + \bar{R} \ln \frac{200}{160} = -0.4909 \text{ Btu/°R·lb mole}$$

lo cual resulta ser una disminución de entropía a pesar de las pérdidas por fricción, debido a la pérdida de calor relativamente grande. La ecuación **(b)** expresa la entropía neta que cruza las fronteras $i$ y $e$ (1 y 2) para 1 lbmol que circula. En la ecuación (5-13), $\Delta S_{sist.} = 0$ debido a que hay un flujo en régimen permanente. Puesto que $\dot{m}_i = \dot{m}_e = \dot{m} = 5$ lb/s, $-(S_{ent.} - S_{sal.})$ es

**(c)** $$-\sum_j s_j^a \dot{m}_j = \dot{m}(s_2 - s_1) = \frac{5}{28.016}(-0.4909) = -0.0876 \text{ Btu/°R·s}$$

donde para $N_2$, $M = 28.016$ lb/lbmol. Puesto que el calor sale del sistema, $Q = -699.5$ Btu/lbmol entra al sumidero a 520°R (288.89 K), o bien

**(d)** $$-\frac{\dot{Q}_r}{T_r} = -\frac{(-699.5)(5)}{(520)(28.016)} = +0.24 \text{ Btu/°R·seg}$$

**(e)** $$\Delta\dot{S}_p = -0.0876 + 0.24 = 0.1524 \text{ Btu/°R·seg}$$

**(f)** $$\dot{I} = T_0 \Delta\dot{S}_p = (520)(0.1524) = 79.25 \text{ Btu/seg}$$

En el caso de flujo la fricción sin pérdida será de calor, la irreversibilidad será igual a cero.

## 5.22 Ejemplo—Producción de entropía en el caso de cambio transitorio

A un tanque $D$, figura 5/17, que contiene 0.00266 moles de hidrógeno a 20 psia (1.4 kgf/cm$^2$) y 80°F (26.67°C), se introducen 0.00686 moles de $H_2$ desde un suministro en estado estacionario a

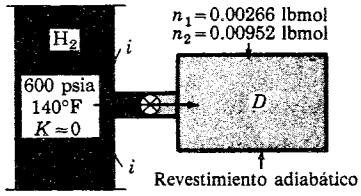



**Fig. 5/17.** La frontera *ii* se curva hacia adentro de la tubería de suministro sólo para señalar que el estado del $H_2$ entrante es el conducto, supuesto uniforme en cualquier sección transversal del tubo.

600 psia (42 kgf/cm$^2$) y 140°F (60 °C). El estado en el tanque después de que termina el proceso adiabático de carga es $p_2 = 100$ psia (7 kgf/cm$^2$) y $T_2 = 756$°R (420 K). Determina el crecimiento de entropía en este proceso.

**Solución.** Utilizando valores de $\bar{\phi}$ dados en B 5 como entropías absolutas a la temperatura particular y $p_0 = 1$ atm, se obtiene

$$\text{600 psia, 600°R:} \quad \bar{s}_i = \bar{\phi} - \bar{R} \ln \frac{p}{p_0} = 31.959 - 1.986 \ln \frac{600}{14.7}$$

$$= 24.595 \text{ Btu/lbmol·°R}$$

$$\text{20 psia, 540°R:} \quad \bar{s}_1 = 31.232 - 1.986 \ln \frac{20}{14.7} = 30.6214 \text{ Btu/lbmol·°R}$$

$$\text{100 psia, 756°R:} \quad \bar{s}_2 = 33.565 - 1.986 \ln \frac{100}{14.7} = 29.7553 \text{ Btu/lbmol·°R}$$

En la ecuación (5-13), $\Sigma\, Q_r/T_r = 0$; el proceso es adiabático. Puesto que no salen masas del tanque, no hay transporte de entropía al exterior; en consecuencia, con $\bar{s}_i$ constante y $n_2 = n_1 + n_i = 0.00266 + 0.00686 = 0.00952$ moles,

$$\text{(a)} \qquad S_{\text{entr.}} = \int \bar{s}_i dn_i = \bar{s}_i n_i = (0.00686)(24.595) = 0.1687 \text{ Btu/°R}$$

$$\text{(b)} \qquad \Delta S_{\text{sist.}} = n_2 \bar{s}_2^a - n_1 \bar{s}_1^a = (0.00952)(29.7553) - (0.00266)(30.6214) = 0.2018 \text{ Btu/°R}$$

$$\text{(c)} \qquad \Delta S_p = \Delta S_{\text{sist.}} - S_{\text{entr.}} = 0.2018 - 0.1687 = 0.0331 \text{ Btu/°R}$$

## 5.23 ANALISIS DE LA SEGUNDA LEY

Un análisis de la primera ley, que es básicamente una contabilización de la energía, es una acción no sólo útil sino esencial; sin embargo, no proporciona al ingeniero una respuesta completa a lo que puede ser una cuestión primordial —a saber, lograr el máximo trabajo posible de una máquina, y lo que a veces es todavía más importante, utilizar el mínimo trabajo para realizar un fin en particular. Tratándose de este objetivo, un análisis de la segunda ley debe poner de relieve áreas sujetas a un mejoramiento significativo, porque sus miras son, en primer lugar, descubrir dónde ocurren destrucciones importantes de energía disponible, y en segundo término saber si existen acciones prácticas que se puedan llevar a cabo para reducir estas pérdidas. Aunque técnicamente pueda ser factible por completo ahorrar energía disponible, puede no serlo desde el punto de vista económico. (Podríamos tener en mente que cambia la economía de las cosas.)

Un análisis de la segunda ley puede realizarse de varios modos. Por ejemplo, es posible determinar el crecimiento de la entropía de cada proceso, considerando los pasos que se pueden dar con fines de mejoramiento. O bien, se calcularían los cambios en la disponibilidad energética, compárandolos con los trabajos reales.

## 5.24 FUNCIONES DE HELMHOLTZ Y DE GIBBS

Un proceso químico puede ser continuo, o prácticamente continuo, durante un cierto intervalo de tiempo. Por lo tanto, es conveniente investigar brevemente las posibilidades de trabajo para tales casos. Tratándose de un sistema cerrado sin flujo, la ecuación de la primera ley (4-6) da $dW = dQ - dE_s$, en la que el trabajo puede ser de cualquier forma,

§ 2.15. En el caso de un proceso reversible $dQ = T\,dS$, o bien, $dW_{rev.} = T\,dS - dE_s$, que desde luego es el trabajo máximo para el proceso. El real será menor que esto, o sea,

**(a)** $$dW \leqq T\,dS - dE_s$$

Si esta ecuación se integra para $T$ constante se obtiene

**(b)** $$W \leqq T(S_2 - S_1) - (E_{s2} - E_{s1}) = -[(E_{s2} - TS_2) - (E_{s1} - TS_1)]$$

que es el trabajo total de salida del sistema cerrado, o el trabajo neto entregado de un proceso a volumen constante que se efectúa a temperatura constante. La energía almacenada $E_s$ incluye la energía química, así como la energía molecular, si ocurre una reacción química (más otras formas importantes de energía almacenada), aunque la ecuación **(b)** se puede aplicar a una sustancia pura con $E_s = U$ (o bien, $u$) si no hay flujo. La combinación de las propiedades $E_s - TS = A$ es una propiedad llamada ***función de Helmholtz.*** En consecuencia,

(5-14) $$W_{T\,máx.} = -\Delta A = A_1 - A_2 = -\Delta(E_s - TS) \qquad [T = C]$$

que es el trabajo *máximo* de salida que se puede efectuar, o el trabajo (numéricamente) mínimo de entrada. En el caso de una sustancia pura con energía almacenada del tipo molecular solamente, la función de Helmholtz específica es

(5-15) $$A = u - Ts$$

Si una frontera, quizá imaginaria, se mueve contra el medio circundante a presión invariable, el trabajo realizado en el desplazamiento del medio exterior por la presión constante en la frontera es $p(V_2 - V_1)$; se deduce que el trabajo máximo ($p = C$, $T = C$) que se puede entregar a otro sistema diferente del medio exterior es

**(c)** $$W_{T,p} \leqq [E_{s2} - TS_2 - (E_{s1} - TS_1)] - (pV_2 - pV_1)$$

(5-16A) $$W_{T,p\,máx.} = -[(E_{s2} + pV_2 - TS_2) - (E_{s1} + pV_1 - TS_1)]$$

$$= -(G_2 - G_1) = -\Delta G$$

donde $G = E_s + pV - TS$, es una propiedad denominada ***función de Gibbs**** que se mide en unidades de energía. Sea $E_s + pV = H$, la entalpia total (§ 4.4). Se tiene así la cantidad total $G = H - TS$, y la ecuación (5-16) será

(5-16B) $$W_{T,p\,máx.} = -[(H_2 - TS_2) - (H_1 - TS_1)]$$

Imaginemos un proceso químico que tiene lugar en un reactor; que los reactivos entran en el estado estándar de 77°F y 1 atm; que los productos salen (a través de membranas

* J. Willard Gibbs (1839-1903), nacido en Connecticut (E.U.A.) y profesor de matemáticas en Yale, indudablemente contribuyó más a la ciencia de la termodinámica que cualquier otro sabio estadounidense, y quizá fue el principal contribuidor del mundo a las matemáticas de la ciencia. Como físico matemático, desarrolló los principios termodinámicos del equilibrio químico, gran parte de la matemática de la ciencia y un enfoque general de la mecánica estadística. También fue creador del análisis vectorial y realizó contribuciones a la teoría electromagnética de la luz. Ver *The Collected Works of J. Willard Gibbs,* Yale University Press, New Haven, Connecticut.

permeables, §13.24) también en el estado estándar. Luego la ecuación (5-16) se puede expresar como

(5-16C) $$W_{T,p\,\text{máx.}} = -\Delta G^o = -[H_p^o - H_R^o - T^o(S_p^o - S_r^o)]$$

donde $H_p^o$ es la entalpia de todos los productos, $H_R^o$ es la entalpia total de los reactivos, las dos a 77°F, y

**(d)** $$S_p^o = \sum_p n_i \bar{s}_i^o \quad \text{y} \quad S_R^o = \sum_r n_i \bar{s}_i^o$$

siendo la suma en cada caso para $n_i$ moles de cada componente de productos y reactivos, respectivamente, y $\bar{s}_i^o$ representa la entropía absoluta de cada uno a 1 atm y 77°F.

NOTA: La mayor parte de los procesos químicos descritos en este capítulo se limitan sólo a los estados estándares, debido a que se desea poner el trabajo de tales procesos en el contexto de los ciclos y la segunda ley de la termodinámica, y aclarar que las máquinas térmicas no son los únicos medios de producir potencia mecánica. Lo relativo a la combustión se presenta con más detalles en el Capítulo 13. Se presume que cualquier proceso químico descrito aquí, es uno que se lleva hasta su terminación; los reactivos se combinan en formas estables de moléculas.

En el caso de una sustancia pura con energía almacenada solamente molecular, la función de Gibbs específica es $G = h - Ts$ y

(5-17A) $$W_{T,p\,\text{máx.}} = -\Delta G = -[(h_2 - Ts_2) - (h_1 - Ts_1)]$$

La ecuación de flujo constante (4-10) con $\Delta K = 0$ y $\Delta P = 0$ sólo por conveniencia será $dQ = dH + dW$. Como antes, se aplica esto a un proceso reversible, $dQ = T\,dS$, para obtener el trabajo máximo a temperatura constante, o bien, como anteriormente,

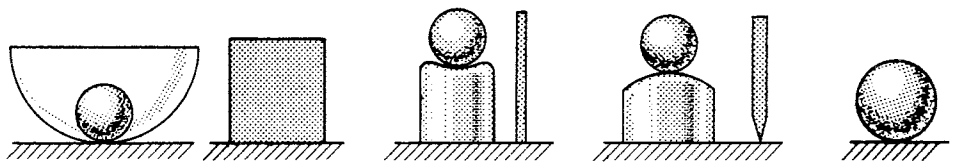
(5-17B) $$\begin{aligned} W_{\text{máx.}} &= T(S_2 - S_1) - (H_2 - H_1) \\ &= -[(H_2 - TS_2) - (H_1 - TS_1)] = -\Delta G \end{aligned}$$

Los cambios en la función de Helmholtz y la función de Gibbs reciben ambos el nombre de *energía libre*, significando esta denominación que se trata de la energía libre para ser convertida en trabajo. El término $T\,\Delta S$ representa el calor absorbido o cedido al medio circundante, cuando se produce (o bien, se consume) el trabajo máximo (o bien, el mínimo) a $T = C$, una temperatura que no es necesariamente la misma que la temperatura del sumidero de calor. Un ejemplo del proceso inverso es la electrólisis del agua donde se desea un trabajo de entrada mínimo. Las relaciones entre propiedades $A = u - Ts$, $A = E_s - TS$, $G = H - TS$, pueden utilizarse matemáticamente en cualquier forma correcta, pero los cambios negativos $-\Delta A$, $-\Delta G$ representan trabajo ideal sólo en el caso de las condiciones especificadas. Las cantidades totales para cada función fueron empleadas al principio debido a que estas propiedades son sumamente útiles tratándose de reacciones químicas donde intervienen diversas masas de distintas sustancias. El trabajo útil de una celda electroquímica, por ejemplo, un acumulador común de plomo y ácido es la energía eléctrica que proporciona; este aparato emite gas, que efectúa un trabajo no utilizable contra la atmósfera circundante.

## 5.25 EQUILIBRIO

Puesto que la palabra *equilibrio* connota ideas distintas (en detalles) en diferentes contextos y situaciones, también es necesario recordar su definición de vez en cuando.

El ***equilibrio mecánico***, la condición fundamental de la estática, significa que el sistema no experimenta aceleración, $\Sigma \mathbf{F} = 0$ y $\Sigma \mathbf{M} = 0$. Existen grados o clases de equilibrio, como lo indica la figura 5/18. La bola en la cavidad esférica (a) está en ***equilibrio estable***, si la bola es desplazada, regresa por sí misma a su posición original (en presencia del mismo campo de fuerza, el gravitacional). La pequeña columna es estable en el sentido de que se necesitaría una perturbación relativamente grande para volcarla. En el otro extremo (c), la bola equilibrada en la parte superior de una superficie esférica convexa, o bien, la pequeña columna equilibrada sobre uno de sus vértices, está en ***equilibrio inestable*** debido a que se requiere sólo una diminuta perturbación para producir un cambio notable de posición y no hay tendencia alguna a retornar al equilibrio en tales posiciones precarias. En el ***equilibrio metaestable***, figura 5/18(b), se requiere algo más que una muy pequeña perturbación para hacer que el sistema pase al equilibrio estable, pero la estabilidad desaparece fácilmente más allá del punto de retorno. Al final, se encuentra también el ***equilibrio indiferente*** o ***neutro*** (d) representado por una bola colocada sobre una superficie horizontal.



(a) Equilibrio estable (b) Metastable (c) Inestable (d) Neutro

**Fig. 5/18.** *Clases de equilibrio.*

Un sistema está en ***equilibrio térmico*** interno (§1.20) cuando todas sus partes se hallan a la misma temperatura. Está en equilibrio térmico con otro sistema cuando ambos tienen la misma temperatura uniforme. Como se sabe, el vapor de agua se condensa cuando ocurre cesión de calor y se alcanza una cierta temperatura (dependiendo ésta de la presión). Sin embargo, en condiciones de laboratorio y en algunos procesos reales, el vapor de agua (y en forma semejante, otros vapores) es posible enfriarlo abajo de la temperatura a la que la condensación comienza normalmente y se puede mantener ahí (en una situación estática). Tal condición se denomina *estado de sobresaturación*. La condensación ocurre con facilidad cuando existen los llamados núcleos de condensación, por ejemplo, iones o partículas de polvo, que atraigan y retengan moléculas gaseosas; esta atracción será por completo positiva una vez que comienza la acumulación de moléculas y la gota de líquido alcanza rápidamente un tamaño típico. La condición de sobresaturación es un ejemplo de *equilibrio térmicamente metaestable*. Una pequeña perturbación (como un pequeño impulso) puede iniciar la condensación y un rápido acercamiento al equilibrio estable.

Un sistema está en ***equilibrio químico*** si no tiene tendencia alguna a experimentar reacción química. Si una pizca de sodio se deja caer en agua, se inicia una reacción química, pero cuando la reacción termina se establece el equilibrio químico. Un volumen aislado de la atmósfera se encuentra en equilibrio químico *estable*, debido a que virtualmente no hay ninguna tendencia a una reacción entre los componentes de la sustancia aire. Una cierta mezcla de gasolina y aire está en equilibrio metaestable, puesto que una chispa (o sea una pequeña perturbación) originará que estalle. Otras mezclas de sustancias pueden reaccionar por la adición de un catalizador.

Hay algunas otras "fuerzas" que intervienen en el equilibro, tales como las eléctricas y las magnéticas. Cuando las mencionadas anteriormente, así como las fuerzas mecánicas, térmicas y químicas, están en equilibrio en un sistema aislado, se dice que el sistema se halla en ***equilibrio termodinámico***; *no hay ninguna tendencia hacia el cambio espontáneo,* es decir, un cambio sin ninguna influencia exterior.

Si un sistema está en equilibrio termodinámico con el ambiente natural (resumidero de calor), se halla en el ***estado de inactividad.*** El *sumidero* es básicamente el ambiente local. En el espacio ultraterrestre es el propio espacio. En la Tierra puede ser la atmósfera, un río, un lago o un mar, etc. (es posible aun emplear agua marina a grandes profundidades para que funcionen como resumidero de calor). Por consiguiente, es claro que, dependiendo de la localización, la temperatura del resumidero disponible pueda estar dentro de una amplia gama de temperaturas, pero en termodinámica se supone que la temperatura del resumidero es esencialmente constante —como ocurre en el caso de un sistema particular en una localidad geográfica específica.

## 5.26 CONSIDERACION CUANTITATIVA DEL EQUILIBRIO

Hay varias formas en las que los cálculos se pueden realizar para decidir si es posible que ocurra un proceso o no, esto es, si un sistema aislado está en equilibrio estable. Por ejemplo, si en el caso de cualquier proceso que pueda imaginarse hacia un estado de mayor estabilidad, el cambio de disponibilidad energética $-\Delta\mathscr{A} \geqq 0$, se dice que el sistema es estable. En pocas palabras, *no* habrá un cambio espontáneo hacia un estado de mayor disponibilidad, lo cual infrigiría la segunda ley.

Se utiliza asimismo la entropía. En el caso de un sistema aislado (la energía almacenada total $E$ es constante y la masa $m$ también lo es) que se halla en estado estable, se verifica que

$$dS]_{E,m} \leqq 0 \tag{5-1B}$$

para cualquier variación de estado posible (enunciado D, § 5.2). Expresado en palabras, un sistema cerrado sin interacción por calor o trabajo con el medio circundante, se encuentra en equilibrio estable si cualquier cambio de estado permitido indica una disminución de la entropía (o ninguna variación en ésta). Como se indica por el ejemplo anterior, parte (b), el sistema aislado comprende todas las partes afectadas del universo termodinámico. Si $\Delta S]_{E,m} = 0$ para cualquier cambio imaginado, la variación puede ser reversible, o bien, el equilibrio puede ser neutro con respecto a los dos estados. Si $\Delta S]_{E,m} > 0$, es posible un cambio espontáneo hacia un estado más probable (o sea, más estable).

El criterio que más utilizan los ingenieros químicos para sistemas de masa constante es el referente a la función de Gibbs. Si un proceso a temperatura constante y presión constante resulta naturalmente en la posibilidad de una salida de trabajo $(-\Delta G)_{T,p} > 0$, el proceso ocurrirá o tenderá a ocurrir en forma espontánea. Si una entrada de trabajo, o su equivalente, fuera necesaria $(-\Delta G)_{T,p} < 0$, el proceso no tendrá lugar por sí solo. La situación usual es en la cual $\Delta K = 0$ y $\Delta P = 0$. Considerando que el trabajo es $-(\Delta G)_{T,p}$, podemos decir que:

Si $dG_{T,p} = 0$, hay equilibrio químico; los procesos que ocurran lo harán reversiblemente, no en equilibrio termodinámico, a menos que haya equilibrio mecánico y térmico con el sumidero local, ver la figura 13/10.

Si $-\Delta G > 0$, ocurre o tiende a ocurrir un proceso espontáneo (reacción).

Si $-\Delta G < 0$, no ocurrirá ninguna reacción en un sistema aislado; el sistema está así en equilibrio estable.

Desde un punto de vista práctico, $-\Delta G < 0$ puede producirse una reacción por una interacción de *entrada*. Dodge[1.16] expresa que a una presión de 1 atm: si $-\Delta G > 0$, la reacción es factible; si $-10^4$ cal/gmol $< -\Delta G < 0$, la reacción es factible hasta cierto punto; si $-\Delta G < -10^4$ cal/gmol, la reacción será factible sólo en circunstancias poco usuales. En la misma forma la función de Helmholtz se puede emplear como criterio y es aplicable a sistemas en los que $\mathscr{v}$, $T$ son constantes.

## 5.27 LA SEGUNDA LEY Y LA PROBABILIDAD

De su famosa ecuación de entropía en función de la probabilidad termodinámica, Max Planck dijo[5.1]: "Simplemente postulé que $S = \varkappa \ln \Omega$, donde $\varkappa$ es una constante universal...", pero desde luego, fuera de contexto, ésta es una simplificación exagerada. Como en el caso de todas las grandes generalizaciones en la ciencia, existe un gran cúmulo de conocimientos desarrollados en el tiempo anterior a cada una, seguido por abundantes experimentos de puesta a prueba. Además, $\Omega$ es la probabilidad termodinámica y debemos tener por lo menos una idea cualitativa de su significado e importancia. Tal ecuación se llama relación de Botzmann*.

Consideremos un sistema conocido: un par de dados (no "cargados") *A*, *B*. Si *A* se tira al azar, es tan probable que "caiga" una cara como otra, pues todos tienen la misma probabilidad de quedar hacia arriba; esto también se aplica al dado *B*. Designemos a la cara *A* que cae hacia arriba como *A*1, *A*3, etc. Similarmente para *B* se tendrán *B*1, B3, etc. Ahora bien, si se tira el *par* de dados, la combinación *A*6 y *B*6 (un "12") es tan posible como la combinación *A*3 y *B*4 (un "7"). Llamemos a una combinación particular un "microestado". Puesto que cada dado puede quedar en 6 diferentes estados, el número de combinaciones es (6)(6) = 36, o sea, los dados pueden estar en cualquiera de 36 microestados diferentes, donde, por ejemplo, el estado *A*3, *B*4 es distinto del estado *A*4, *B*3 (aunque ambos equivalen a un "7"). *Un microestado es tan probable como otro.*

Al tirar los dados es mucho más probable sacar un "7" que un "12", porque aunque se tiene solamente un microestado para un "12" (*A*6, *B*6), hay 6 microestados que dan por resultado un "7" (*A*1, *B*6; *A*2, *B*5; *A*3, *B*4; *A*4, *B*3; *A*5, *B*2; *A*6, *B*1). En este sentido se dice que el microestado que observemos es el estado más probable.

En el sistema de dos dados, hay 2 partículas, cada una de las cuales cuenta con 6 microestados. Un sistema de átomos (partículas) puede existir en un número enorme de microestados. Consideremos un átomo como un *oscilador armónico* (§ 2.11) con respecto a su posición media en un cristal ideal a la temperatura del cero absoluto, donde el átomo está en su estado energético de nivel fundamental (el más bajo). Todos los átomos que constituyen la porción de sustancia (sistema) se denominan colectivamente un ***ensamble*** o conjunto. Si cada átomo de éste se halla en su estado fundamental de energía, hay sólo 1 microestado ya que cada uno tiene su posición única en el espacio, siendo la posición la única característica que distingue un átomo *A* de un átomo *B*. Ahora definiremos a $\Omega$ como el número de microestados que un sistema puede tener sin que aparezca como macroscópicamente distinto. Por ejemplo, en el caso particular considerado, puesto que los diversos átomos son idénticos en todos aspectos, no importa donde esté el átomo *A*, en la esquina superior izquierda de un cristal o en cualquier otro sitio. Si $\Omega = 1$, $\ln \Omega = 0$, $S = 0$ en $S = \varkappa \ln \Omega$, una consideración que condujo a la tercera ley, § 6.12. Ahora supongamos que

* Ludwig Boltzmann (1844-1906), físico austriaco, realizó importantes contribuciones a la teoría cinética de los gases y enunció la ley de Stefan-Boltzmann de la radiación de un cuerpo negro.

uno de los cuantos de energía de Planck, $\varepsilon_0 = h\nu$, § 2.17 (donde de nuevo en este artículo, $h$ es la constante de Planck, y no la entalpia, y $\nu$ es la frecuencia) entra a este sistema; lo que sucede es que una de las partículas lo recibirá y su energía de oscilación aumentará en la cantidad $h\nu$. Pero si hay $N$ partículas (osciladores), existirán ahora $N$ diferentes disposiciones microscópicas, dependiendo de cuál partícula reciba la energía, que "parezcan" macroscópicamente las mismas, y un microestado es tan probable como cualquier otro. Si el sistema recibe $n$ cuantos de energía, estos cuantos pueden distribuirse entre las partículas de muchas maneras diferentes; si $n < N$ entonces $n$ partículas recibirán un cuanto cada una (por ejemplo, para el primer estado de excitación); pero algunas partículas quizá requieran 2 cuantos (en el segundo estado de excitación) o más, de modo que el número posible de microestados aumenta grandemente con $n$. Los ***estados permitidos*** son aquellos donde la energía de una o más partículas varía en la cantidad $h\nu$ o en múltiplos de ésta; no son posibles cambios intermedios. También, los estados de excitación más bajos están siempre más densamente poblados que los estados de excitación más altos.

Consideremos un conjunto que consiste en $N$ partículas, $N_1$ por ejemplo, se hallan en un cierto estado cuántico (la energía $\varepsilon_1$ de cada estado es un cierto número de cuantos de energía), $N_2$ con energía $\varepsilon_2$ están en otro estado cuántico, etc. La energía total $E_t$ y el número total de partículas $N$ son constantes; como sumas para $i$ partículas, tenemos

**(a)** $$N = \sum_i N_i \quad \text{y} \quad E_t = \sum_i N_i \varepsilon_i$$

Entonces el número total de microestados o la probabilidad termodinámica es

**(b)** $$\Omega = \frac{N!}{N_1!N_2! \cdots N_i!} = \frac{N!}{\prod_i N_i!} \qquad [0! = 1]$$

donde $N_1!$ es el número de disposiciones de las partículas $N_1$; asimismo, $N_i!$ es el número de disposiciones de las $N_i$ partículas con energía $\varepsilon_i$, etc., el denominador es el producto de estos factoriales. Puesto que *el estado de probabilidad máxima es el macroestado observable,* los valores de $N_1!... N_i!$ los cuales dan por resultado el valor máximo de $\Omega$ y son los que se emplean para calcular la entropía. Se tiene así

(5-19) $$S = \varkappa \ln \Omega$$

donde la constante de Boltzmann es $\varkappa = \bar{R}/N_A = 1.38 \times 10^{-16}$ erg/K·molécula, la constante de gas por molécula, ecuación (6-6). Las unidades de $S$ son las mismas que las de $\varkappa$ y es posible convertir fácilmente la ecuación a cantidades molares, como se ha visto. Con un desarrollo más considerable, las ecuaciones **(b)** y (5-19) pueden llevarse a formas más útiles, pero puesto que la forma clásica para calcular la entropía es adecuada con mucho en la mayor parte de los problemas de ingeniería, dejaremos los detalles para otro curso.

Ahora consideraremos dos ensambles de gases $A$ y $B$ con probabilidades termodinámicas $\Omega_A$ y $\Omega_B$; el número total de microestados $\Omega_t$ disponible si la combinación de los ensambles es $\Omega_A\Omega_B$ (en forma análoga a los dados con 6 estados cada uno, el total para los dos es 36). Por consiguiente,

**(c)** $$S = \varkappa \ln \Omega_t = \varkappa \ln \Omega_A\Omega_B = \varkappa \ln \Omega_A + \varkappa \ln \Omega_B$$

esto es, aunque las probabilidades son multiplicativas, el ln $\Omega$ es aditivo, como lo es $S$.

Antes de dejar esta fase de la descripción, incluiremos los conceptos de orden y desorden. Como es de esperar, hay un alto grado de ordenación en un sólido cristalino. Los átomos y las moléculas no tienen movilidad; sólo sus niveles de energía son diferentes. En un líquido las moléculas son móviles, con desplazamientos más restringidos que en un gas, pero con más desorden (más microestados permitidos) que en el sólido. En la fase gaseosa, el movimiento es completamente aleatorio. Como se vio antes, el estado de una molécula monoatómica está definido por su localización ($x$, $y$, $z$) o su velocidad ($v_x$, $v_y$, $v_z$), y el cambio en cualquiera de ellas significa una variación del estado molecular. Una molécula poliatómica puede tener además estados en los cuales existen energías de rotación y de vibración, que aumentan el número posible de microestados y, desde luego, la aleatoriedad (o grado de desorden) es más acentuada. Consideremos que un gas se lleva a condiciones de alta presión y elevada temperatura. Puesto que el anterior es un estado impuesto a la sustancia, representa una cierta ordenación. Se encuentra en una condición en la que si se le deja sin influencia alguna un tiempo suficiente, pasará a un estado más probable, con mayor desorden, hasta que finalmente llegue al estado de inactividad, que es el estado más probable de todos (ver el enunciado C, § 5.2) el de máxima entropía.

En resumen, el macroestado observado corresponde al microestado que es tan probable que es el único que "vemos"; las variaciones a cada lado del promedio son imperceptibles. En el caso de los dos lados primeramente mencionados, la tirada más probable es la de un "7", pero desde luego su probabilidad no es tan elevada como para impedir la observación de algunas otras, en ocasiones con disgusto. Si tiramos mil millones de dados simultáneamente, el promedio total de los "puntos a la vista" sería casi el mismo número que puede decirse con seguridad que tal cantidad observada es el estado macroscópico. No obstante, mil millones de moléculas no se considera una cantidad muy grande (hay $10^{20}$, o más, de ellas en un puñado de sustancia).

Sobre una base microscópica es concebible una infracción de la segunda ley, pero, hasta ahora, no se ha descubierto. Maxwell inventó un "demonio" o "duende" para evadir la segunda ley. Imaginemos una caja que contiene un gas dividida en dos compartimentos por una partición o tabique en el que hay un pequeño orificio con su tapa. El gas está macroscópicamente a la misma presión e igual temperatura en todas partes. Ahora imagínese que el "duende" se coloca a un lado del orificio con instrucciones de destaparlo en el instante que se dirijan a él moléculas rápidas y de cerrarlo a las moléculas lentas. El resultado es que la parte de la caja que recibe las moléculas más veloces comenzaría a experimentar un ascenso de temperatura, y en el lado opuesto se tendría un descenso de la misma (una disminución de la velocidad molecular media). En su estado más probable, las moléculas tienen un movimiento desordenado al azar. Por consiguiente, si el orificio se deja sin vigilancia alguna, el mismo número de moléculas pasará tanto en una dirección como en la otra, y las energías de las partículas que lo atraviesen serán las mismas en promedio en cada dirección. *Puede* ocurrir una desigualdad en el movimiento molecular desde una parte hasta la otra, y la probabilidad de que este evento ocurra, aumenta a medida que disminuye la duración o tiempo de observación; o sea, en un intervalo muy breve, más moléculas pueden pasar a la derecha que a la izquierda, pero en un lapso finito esta diferencia no es observable macroscópicamente. La significación del "duende" de Maxwell es que podría haber algún ente en el universo que tenga un poder equivalente de selección, lo que resultaría ser una violación de la segunda ley.

Los empeños del ser humano generalmente están encaminados hacia la producción de disposiciones ordenadas, hacia la minimización de la degradación natural de la segunda ley, ya sea el sistema, el propio ser humano, una fruta o un vehículo espacial. Una vez que se ha obtenido una configuración ordenada, como una mente educada o una planta de

energía eléctrica, entonces el sistema debe ser controlado y guiado; es necesario aplicar esfuerzos para que su declinación o cambio hacia el estado de inactividad (o muerte) se desarrolle lo más eficientemente posible.

## 5.28 MOVIMIENTO PERPETUO DE SEGUNDA CLASE

Una máquina ideal que infrinja la segunda ley de la termodinámica se llama *máquina de movimiento perpetuo de segunda clase.* Por ejemplo, si se puede demostrar que tal máquina o ciclo produce un trabajo mayor a partir de un suministro dado de energía, que la parte con disponibilidad, la máquina no funcionará como se pensó.

## 5.29 SUMIDERO DE CALOR

En la práctica, durante un corto lapso la temperatura $T_0$ de un sumidero térmico es constante; esto es, la temperatura de un depósito térmico tan vasto como la atmósfera, que es el receptor final de la energía térmica, no resulta afectada notablemente por el calor cedido por la totalidad de los sistemas. La $T_0$ más económica es la que naturalmente está a la mano. Sin la temperatura de descarga $T_0$ se abate por refrigeración, habría una pérdida neta porque el trabajo para hacer funcionar el ciclo frigorífico sería mayor que el trabajo obtenido del ciclo de potencia —como lo asevera la segunda ley. Muchas de las grandes plantas energéticas centrales funcionan con más eficiencia en invierno que en verano debido a la temperatura más baja de sumidero disponible naturalmente en la época invernal.

## 5.30 CONCLUSION

En una escala microscópica, el sistema, por ejemplo, un conjunto o ensamble de moléculas, es indiferente ante un cambio de estado por interacción de trabajo o calor. Por ejemplo, la temperatura de un cierto sistema cerrado de volumen constante puede ser elevada en una cantidad particular $\Delta T$, ya sea por suministro de trabajo (de agitación) o por suministro de calor, haciendo que la energía media de las moléculas se incremente en la misma cantidad en uno u otro caso, y los microestados finales son idénticos. Pero los fenómenos externos son significativamente distintos. Si $\Delta T$ se obtiene por agitación del fluido, el trabajo al sistema de entrada no está acompañado por ningún cambio en la entropía del medio circundante (haciendo caso omiso de los cambios de entropía que ocurrieron cuando se produjo el trabajo, en otro sistema). Si $\Delta T$ proviene de suministro de calor, un cierto depósito térmico (fuente de calor) experimenta una *reducción* consecuente en entropía, lo cual significa una menor irreversibilidad global, es decir, una profunda desemejanza desde el punto de vista termodinámico.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**5.1** Se han suministrado 3.60 MJ de calor a un ciclo de Carnot de potencia que opera entre 900 K y 300 K. Trace el diagrama *TS* y determine **(a)** el cambio total de entropía durante el proceso de calentamiento o de enfriamiento, **(b)** el calor cedido del ciclo, **(c)** la evaluación de $\oint dQ$, **(d)** el cambio total de entropía durante cualquier ciclo. *Resp.* **(a)** 4 kJ/K, **(b)** 1.20 MJ, **(c)** 2.40 MJ.

**5.2** Un inventor propone una máquina térmica que recibe calor (160 kJ/min) a 800 K. En el caso de una temperatura de sumidero de 500

K, él afirma que se obtienen 65 kJ/min de trabajo. ¿Cree usted que tal afirmación está justificada? ¿Se habrá infringido algún principio termodinámico? Explique.

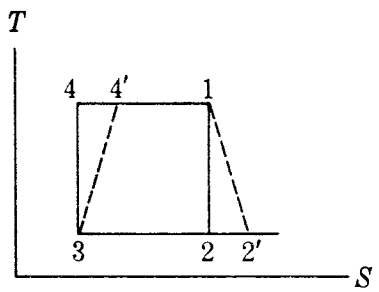
**5.3** El acumulador de su automóvil cambia calor solamente con un depósito, el medio exterior. ¿Es el trabajo obtenido de dicho acumulador una infracción a la segunda ley? Explique.

**5.4** Un refrigerador doméstico es un sistema que recibe trabajo (energía eléctrica) y cambia calor con un sólo depósito (la cocina, por ejemplo). ¿Por qué esto no contraviene el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley dado en §5.2(B)? Explique.

**5.5** Demuestre que si repentinamente se descubriera que no es válido el enunciado de Clausius de la segunda ley, § 5.3, una consecuencia sería la violación del enunciado de Kelvin-Planck.

**5.6** Demuestre que la expresión $\Delta S \geqq 0$ resulta de la aplicación de la desigualdad de Clausius a un sistema totalmente aislado.

**5.7** Un ciclo de Carnot de potencia 1-2-3-4 se ha superpuesto a un ciclo real 1-2′-3-4′ (con expansión adiabática real 1-2′ y compresión adiábatica también real, 3-4′). Ver la figura. Demuestre la validez de la desigualdad de Clausius $\oint dQ/T \leqq 0$ aplicándola primero al ciclo de Carnot




**Problema 5.7**

y observando que $\oint dQ/T = 0$, y luego al ciclo real y teniendo presente también que $\oint dQ/T < 0$.

**5.8** Un inventor asevera que no sólo ha creado un compresor adiabático verdaderamente reversible para refrigerante, pero también ha inventado una válvula de estrangulación que hará que el estado del fluido recorra una trayectoria de entropía decreciente. En consecuencia, aumenta la capacidad (refrigeración) de un sistema frigorífico. Refute las afirmaciones de este inventor especialmente la que corresponde a la acción de estrangulamiento, aplicando la desigualdad de Clausius, a un ciclo inverso que emplea tales afirmaciones.

**5.9** Un calefactor industrial (que produce una corriente de aire sobre una parrilla eléctrica) utiliza 30 kW·h de energía eléctrica para calentar el aire atmosférico entrante, desde 10°C hasta 48.9°C. Calcule la producción de entropía del sistema de aire y del universo.

**5.10** Vapor de agua con $h = 2442.6$ kJ/kg fluye a razón de 22.7 kg/s a un condensador que emplea agua como medio enfriante; la temperatura del vapor es constante y vale 48.9°C. El vapor condensado sale con $h = 181.4$ kJ/kg. El agua de enfriamiento ($c_p = 4.187$ kJ/kg·K) entra a 24.4°C y sale a 37.8°C. Considere el condensador como un sistema adiabático con flujo constante con $\Delta P = 0$ y $\Delta K = 0$. Calcule la producción de entropía para el sistema, $t_0 = 21.1$°C.

*Resp.* $\Delta S_p = 9.30$ kJ/K·s.

**5.11** Se transmiten 500 kJ de calor desde un depósito térmico $A$ (a 1 000 K) hasta un depósito $B$ (a 500 K); en cada caso los depósitos permanecen a temperatura constante (ver §1.23). De acuerdo con la segunda ley, ¿cuál es el cambio neto de entropía de los dos depósitos?

**5.12** Un sistema de líquido cuya masa es $m$ kg a temperatura $T$ fue formado reuniendo de modo adiabático dos masas iguales del líquido; inicialmente, una masa estaba a la temperatura $T_1$ y la otra a la temperatura $T_2$. Demuestre que la producción de entropía para el sistema (y del universo) es $\Delta S_p = mc_p (T_1 + T_2)/2(T_1 T_2)^{1/2}$, donde el calor específico del líquido es $c_p$. Verifique también que $\Delta S_p$ debe ser positivo.

**5.13** Una corriente eléctrica de 15 A (amperes) fluye continuamente a través de un resistor de 30 Ω (ohms) que se mantiene a una temperatura constante de 28°C mediante una corriente de aire fresco (inicialmente a 15°C) que pasa por dicho resistor. Para cada minuto halle la producción de entropía **(a)** en el resistor, **(b)** en el aire si su aumento de temperatura es $\Delta t = 10$°C, y **(c)** del universo.

**5.14** Determine la disponibilidad energética de 1 kg de masa de agua contenida en un recipiente cerrado y a una presión de 13.79 bar. Considere que se halla en los siguientes estados: **(a)** su temperatura es 427°C, **(b)** es vapor saturado; **(c)** es líquido saturado. En todos los casos, el medio circundante está a $p_0 = 1$ atm, $t_0 = 26.7$°C ($h_0 = 111.75$ kJ/kg, $v_0 = 0.231$ m$^3$/kg, $s_0 = 0.3903$ kJ/kg·K). *Resp.* (a) 818 kJ.

**5.15** Determine la razón de la disponibilidad energética del hidrógeno a la del aire, estando cada unidad de masa de gas en un sistema cerrado a $p_1 = p_0$, $T_1$; el medio circundante está a $p_0$, $T_0$.

*Resp.* De 14.24 a 1.0.

**5.16** Durante un proceso sin flujo a presión constante se extraen 787 kJ de calor de 2.27 kg de nitrógeno, inicialmente a 1378.96 kPa abs., 427°C; las condiciones ambientales son $p_0$ = 101.325 kPa, $t_0$ = 15.6°C. Determine **(a)** el cambio en la disponibilidad, **(b)** el trabajo máximo que el sistema podría realizar inicial o finalmente, **(c)** la producción de entropía por el universo.

**5.17** Se cree que un sistema cerrado experimenta un proceso durante el cual su cambio de entropía es +100 J/K, en tanto que recibe 55 kJ de calor de un depósito térmico a 500 K. No existen otros efectos. Determine si este proceso es reversible o irreversible. O bien, ¿podría ser imposible?

**5.18** Durante un proceso reversible, un sistema cerrado realiza 50 kJ de trabajo mientras recibe 50 kJ de calor. Exprese si el cambio de entropía es positivo, negativo, o nulo. Dé una demostración tangible.

**5.19** Determine la irreversibilidad en cada uno de los siguientes casos: **(a)** 200 kJ de calor se transmiten a la atmósfera directamente desde un depósito a temperatura constante que está en las condiciones $p_A = p_0$ y 400 K; **(b)** 200 kJ de calor se transmiten directamente desde la atmósfera hasta un depósito a temperatura constante que está a $p_B = p_0$ y 200 K; **(c)** 200 kJ de calor se transmiten directamente desde un depósito $A$ hasta un depósito $B$. En todos los casos la atmósfera está a $p_0$ = 1 atm, 300 K.

**5.20** Evalúe la derivada de la función de Gibbs $G = H - Ts$ y observe que si la temperatura permanece sin cambio resulta que $(\partial p/\partial G)_T = 1/e^2 = \rho$ o sea, la densidad. Esto establece que para un fluido dado, la pendiente de su isoterma en el plano $pG$ es solamente una función de su densidad. Aplique este concepto a un sistema de agua líquida y vapor de agua en equilibrio a 1 atm, 100°C, y describa los méritos del criterio $(\Delta G)_{p,T} \geqq 0$. Observe que a 1 atm, 100°C, la densidad del agua líquida es 1 600 veces la del vapor de agua.

**5.21** En cinco tarjetas se ha escrito un número en cada una: 1, 2, 3, 4 y 5. Considere que dos de las tarjetas se exponen sucesivamente. ¿Cuál es la probabilidad de que la suma de los dos números sea impar? ¿Cuántos microestados están representados por el enunciado del problema?

*Resp.* De 3 a 5; 12 microestados.

**5.22** Igual que el problema **5.21**, excepto que la probabilidad debe ser la de que la suma sea par.

**5.23** Un sistema consiste en dos dados, $A$ y $B$, y luego se tiran éstos. ¿Cuál es la probabilidad de que caiga en "8" (suma de los puntos de las caras que están hacia arriba)? ¿Cuántos microestados representa este enunciado?

*Resp.* De 5 a 36; 5 microestados.

**5.24** Igual que el problema **5.23**, excepto que la probabilidad es la de tirar un "5" (suma de los puntos).

**5.25** Todas las máquinas termodinámicas reversibles tienen eficiencias idénticas cuando operan dentro de los mismos límites de temperatura. Demuestre que si esto no fuera así, resultaría una máquina de movimiento perpetuo de segunda clase. Realice lo anterior seleccionando dos máquinas reversibles asignándoles diferentes eficiencias, y considerando que la máquina más eficiente hace funcionar a la menos eficiente como una bomba térmica.

**5.26** Se está estudiando la producción de entropía de un sistema gaseoso que interactúa con una fuente de calor de temperatura constante ($T_s$). Se utilizan tres gases ($H_2$, $N_2$ y $CO_2$); ver la tabla I. Considere que la temperatura de la fuente es 2778 K, que cada sistema gaseoso interactúa independientemente y se calienta a presión constante desde 300 K hasta 2222 K. Explique primero la variación de los calores específicos y determine la producción de entropía del sistema gas/fuente. Segundo, utilice los calores específicos constantes de la sección B 1 y halle la producción de entropía. Compare los resultados. Escriba un programa para este problema.

## UNIDADES TECNICAS

**5.27** Un calentador de agua, térmicamente aislado y de 50 gal, pasa por un ciclo de recuperación desde 90°F hasta 170°F en 30 min; la masa de agua que interviene es de 415 lb. Determine la producción de entropía del universo si el calentamiento se realiza **(a)** por electricidad, **(b)** mediante una fuente de temperatura constante a 840°F, siendo todo el calor recibido por el agua ($c_p$ = 1.0 Btu/lb·°F).

*Resp.* **(a)** 1.873 Btu/°R·min, **(b)** 1.012 Btu/°R·min.

**5.28** Si un gas ideal, cuya ecuación de estado es $pv = RT$ (ver §2.21), pasa por un proceso reversible, demuestre que su cambio de entropía específico entre los dos puntos de estado es

$$\Delta s = c_v \ln T_2/T_1 + R \ln v_2/v_1$$

Comience con la expresión para el cambio de entropía dada para la segunda ley, o sea, $\Delta S = \int_{rev.} dQ/T$.

**5.29** De un depósito térmico a temperatura invariable (en el medio ambiente) a 3 000°F se transmiten 2 000 Btu de calor a una máquina de Carnot. La máquina recibe calor a 440°F y lo cede al resumidero a una temperatura de 80°F. **(a)** ¿Se transmite el calor en forma reversible? Calcule el cambio de entropía del sistema de la máquina que acompaña al proceso de adición de calor y al proceso de cesión de calor. **(b)** ¿Cuál es el cambio neto de entropía del universo en un ciclo? ¿Y de la máquina en un ciclo? **(c)** Cuando se ha utilizado todo el trabajo de Carnot producido, ¿cuánto vale $\Delta s_p$ para el universo? **(d)** Si el suministro a la máquina es de 2 000 Btu de trabajo (de agitación) (sin cualesquiera otros cambios), ¿cuánto vale $\Delta S_p$ para el universo?

*Resp.* **(a)** 2.222, −2.222 Btu/°R, **(b)** 1.644 Btu/°R, 0, **(c)** 3.124, **(d)** 2.222 Btu/°R.

**5.30** Suponga que 2 moles de oxígeno están contenidos en un depósito a 100 psia (7 kgf/cm$^2$ abs.), 500°F (260°C); el medio circundante se halla a $p_0$ = 14.7 psia, $t_0$ = 80°F. Determine la disponibilidad energética del oxígeno. Utilice B 7.

*Resp.* 2466 Btu (621.4 kcal).

**5.31** Se tiene 1 lb (0.454. kg) de aire a 120°F (48.89°C) que recibe energía a volumen constante, sin flujo, con un incremento de presión desde $p_1$ = 20 psia (1.4 kgf/cm$^2$ abs) hasta $p_2$ = 75 psia (5.25 kgf/cm$^2$ abs.). Si las condiciones ambientales son $p_0$ = 15 psia (1.05 kgf/cm$^2$ abs.) y $t_0$ = 60°F (15.56°C), determine el cambio resultante en la disponibilidad del aire si la energía es **(a)** calor, **(b)** trabajo de agitación y **(c)** energía eléctrica; la fuente de calor está a temperatura mínima.

*Resp.* **(a)** 160 Btu (40.3 kcal).

**5.32** Determine la disponibilidad energética de una masa de agua de 1 lb (0.454 kg) que fluye a 10 pie/s (3.05 m/s); se somete a una presión de 200 psia (14 kgf/cm$^2$ abs.) y se encuentra en el siguiente estado: **(a)** su temperatura es de 800°F (426.7°C); **(b)** es vapor saturado; **(c)** es líquido saturado. En todos los casos, la atmósfera del medio exterior está a $p_0$ = 14.7 psia (1.029 kgf/cm$^2$ abs.), $t_0$ = 80°F (26.67°C). Compare las respuestas con las del problema 5.17.

*Resp.* **(a)** 474.0 Btu/lb (263.3 kcal/kg).

**5.33** Si 1 lb de aire se calienta en un proceso isobárico o de estado estable y de flujo constante a $p$ = 73.5 psia desde $t_a$ = 140°F hasta $t_b$ = 540°F; ($p_0$ = 14.7 psia y $t_0$ = 40°F), calcule **(a)** su cambio de disponibilidad durante el proceso y **(b)** el trabajo máximo que se puede efectuar cuando el sistema cambia desde el estado $a$ hasta el estado inactivo.

*Resp.* [Sección B 2] **(a)** 35.335, **(b)** 92.62 Btu/lb.

**5.34** Sale aire de una tobera a 14.7 psia, 740°F y 2 000 pie/s, en un ambiente donde $p_0$ = 14.7 psia, $t_0$ = 80°F. Para cada 1 lb/seg, ¿cuál es el trabajo máximo que la corriente de aire es capaz de producir? $\Delta P$ = 0. Utilice B 2.

*Resp.* 137 Btu/seg.

**5.35** Un sistema que consiste en 2 lb de oxígeno recibe calor a una presión constante de 20 psia, y el estado cambia desde 20 psia y 150°F hasta 640°F, en un ambiente donde $p_0$ = 15 psia y $t_0$ = 40°F. **(a)** En el caso de los procesos sin flujo y de estado y flujo constantes ($\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = 0) hasta el estado inactivo, determine la disponibilidad energética del oxígeno antes y después del calentamiento. **(b)** ¿Cuál es el cambio de disponibilidad? Resuelva el problema mediante las tablas de gas.

*Resp.* (Flujo constante) **(a)** 22.5, 113 Btu, **(b)** 90.5 Btu.

**5.36** Vapor de agua saturado a 32°C entra a la cámara de un condensador de tipo de superficie, y sale como líquido saturado a 32°C. El agua de enfriamiento fluye por los tubos del condensador entrando a 15°C y a razón de 57.9 kg de agua por kilogramo de vapor. Determine **(a)** la temperatura de salida del agua, **(b)** el cambio en la disponibilidad energética del vapor, **(c)** el cambio en la disponibilidad del agua, **(d)** la producción de entropía del universo por kilogramo de vapor. Para el medio circundante, $p_0$ = 1.033 kgf/cm$^2$, $t_0$ = 10°C.

**5.37** Un cilindro con su pistón o émbolo sin fricción contiene 1 kg de agua inicialmente a 7 kgf/cm$^2$ abs. y 200°C; la atmósfera circundante está a $p_0$ = 1.022 kgf/cm$^2$, $t_0$ = 27°C. Determine el cambio de disponibilidad energética; la producción de entropía del universo y la irreversibilidad en cada uno de los siguientes casos: **(a)** el sistema recibe calor isotérmicamente hasta que su volumen se duplica; la fuente de calor se encuentra a la temperatura mínima posible **(b)** el sistema recibe calor a presión constante hasta que se duplica su volumen; la fuente térmica se halla a la temperatura mínima posible; **(c)** igual que en **(b)**, excepto que el proceso ocurre debido a agitación interna en vez de por interacción térmica.

**5.38** Para cada uno de los siguientes procesos descritos, un flujo constante de calor de agua a 8.4 kgf/cm$^2$ abs., 260°C, entra al dispositivo a baja velocidad y sale a 2.4 kgf/cm$^2$ abs.; se tiene que $p_0$ = 1.033 kgf/cm$^2$; $t_0$ = 4.44°C. En cada uno de los siguientes casos determine el cambio de disponibilidad energética, la producción de entropía del universo y la irreversibilidad: **(a)** se expande reversible y adiabáticamente en una turbina y sale a baja velocidad; **(b)** se expande reversible y adiabáticamente en una tobera; **(c)** se expande adiabáticamente a través de una membrana porosa y sale a baja velocidad.

**5.39** Vapor de agua a 456°F con un calor específico $c_p$ = 0.6 Btu/lb·°R, ha de ser calentado a 708°F en un cambiador de calor utilizando un gas cuyo $c_p$ es 0.24 y su temperatura inicial es de 1500°F. La intensidad constante de flujo del gas es de 52.5 lb/s, y la del vapor de agua, de 25 lb/s. Calcule **(a)** la temperatura final del gas; **(b)** el cambio de entropía del vapor de agua, el del gas, y el cambio neto de entropía; **(c)** el cambio de disponibilidad energética y la irreversibilidad en el cambiador de calor para un resumidero de calor a 530°R.

*Resp.* **(a)** 1185°F, **(b)** $\Delta S_p$ = 1.63 Btu/°R·s, **(c)** $I$ = 864 Btu/seg.

**5.40** Durante la realización de un ciclo, 1 kg de aire recibe calor a presión constante mientras la temperatura aumenta desde 480°C hasta 650°C, en forma interiormente reversible. La temperatura del resumidero natural es de 35°C. Determine la cantidad de calor que se puede convertir en trabajo.

**5.41** La temperatura de 5 lb de aire se eleva desde 200°F hasta 500°F a presión constante mediante una resistencia eléctrica. **(a)** ¿Cuánta energía se requiere? ¿Es reversible este proceso de entrada? **(b)** Si la temperatura ambiental es $t_0$ = 40°F, ¿qué parte de la energía anterior estaba disponible antes de que entrara al sistema gaseoso? ¿Y después de que entró? **(c)** Determinar el $\Delta S$ del sistema de aire, y el del medio circundante. **(d)** ¿Cuál es la producción de entropía?

*Resp.* **(a)** 360, **(b)** 360, 135 Btu, **(c)** $\Delta S_g$ = 0.45, **(d)** 0.45 Btu/°R.

**5.42** Suponga que 1 kg de vapor de agua, húmedo inicialmente a 14 kgf/cm$^2$ abs., calidad $x_1$ = 50%, está contenido en un cilindro con émbolo sin fricción; $p_0$ = 1.033 kgf/cm$^2$ abs., $t_0$ = 15 °C. Recibe calor ($p$ = $c$) hasta que la sustancia se convierte en vapor seco a 315 °C; el depósito térmico está a la temperatura constante más baja posible. **(a)** Para el proceso, determine el cambio en la disponibilidad del vapor, la irreversibilidad y la porción disponible del claro transmitido. **(b)** Si la energía de entrada corresponde a trabajo interior de agitación en lugar de ser calor, determine el cambio en la disponibilidad energética y la irreversibilidad.

**5.43** Desarrolle la relación entre calor y entropía que ocurre durante un proceso irreversible, a saber, $\int_{\text{irrev.}} ds > \int_{\text{irrev.}} dQ/T$.

**5.44** Se agregan 50 Btu de calor a 1 kg de oxígeno a temperatura constante. Determine el cambio en **(a)** la función de Helmholtz, **(b)** la función de Gibbs. **(c)** ¿Cualquiera de las respuestas anteriores significa algo en especial? **(d)** Si la temperatura constante es de 330 K y la temperatura del resumidero es de 280 K, ¿qué cantidad de calor está disponible? ¿y qué porción es no disponible?

**5.45** Se expanden 2 lb/s de monóxido de carbono a 120 psia, 100°F hasta un estado de 15 psia, 100°F; $t_0$ = 100°F, $\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = 0. **(a)** Determine el trabajo máximo posible para cualquier proceso entre estos puntos de estado. **(b)** ¿Cuál es el calor si el proceso es isótermico reversible?

*Resp.* **(a)** 165, **(b)** 165 Btu/seg.

**5.46** Suponga que 3 lb de aire están a 100 psia, 1 000°R. Utilizando la sección B 2, determine **(a)** la función de Helmholtz, **(b)** la función de Gibbs. **(c)** Si el aire se expande hasta 20 psia y 1 000°R, ¿qué trabajo máximo se puede esperar y cuál será la entropía total del aire?

*Resp.* **(a)** −4340, **(b)**−4134, **(c)** 331 Btu, 5.188 Btu/°R.

**5.47** Un sistema que consiste en una mezcla estequiométrica de 1 mol de $CH_4$ y 2 moles de $0_2$ a 1 atm y 77°F, reacciona produciendo una mezcla de productos de 1 mol de $CO_2$ y 2 moles de $H_20$ vapor de agua, también a 1 atm y 77°F. Utilizando la sección B 11, determine $\Delta S$ y la cantidad máxima de trabajo por mol de $CH_4$ que se puede desarrollar a partir de esta reacción.

*Resp.* 344 504 Btu/(mol $CH_4$), −1 235 Btu/(mol $CH_4$)·°R.

**5.48** En la sección 5.26 se vio, como un criterio de equilibrio para un sistema totalmente aislado de masa constante, que $\Delta S)_{E,m} \leqq 0$. En estas mismas condiciones se debe obtener también otro criterio $\Delta E)_{S,m} \geqq 0$. Esto indica simplemente que si un sistema de masa constante está en equilibrio estable, la energía del sistema debe aumentar, o permanecer constante, para toda variación espon-

tánea adiabática posible. Demuestre que estos dos criterios son equivalentes.

**5.49** Aplique el criterio $\Delta E)_{S,m} \geqq 0$ a un sistema compuesto de una canica que descansa en el fondo de un tazón, y demuestre que el sistema se halla en estado de equilibrio estático.

# 6

# EL GAS IDEAL

## 6.1 INTRODUCCION

A partir de las descripciones anteriores y de la definición de la ecuación $pv = RT$, que hemos necesitado anteriormente en el estudio, el lector ya tiene una buena definición de un *gas ideal* o *gas perfecto*. Las consecuencias comprenden ciertas leyes, llamadas "de los gases ideales", que podríamos ahora desarrollar en forma más compacta, pero como dichas leyes son útiles en el estudio de los gases perfectos, vale la pena estudiarlas individualmente.

Los estados de equilibrio de las sustancias son definidos por una ecuación de estado que relaciona tres propiedades, en general $p$, $v$ y $T$, debido a que son directamente medibles. El gas denominado ideal lo es en el sentido de que su ecuación de estado $pv = RT$ es tan simple que las operaciones matemáticas resultan muy sencillas, lo que la hace más comprensible, mientras se asimilan los conceptos de los capítulos anteriores.

Tal idealización no sólo es práctica en la ingeniería y en la ciencia, sino que también sucede que muchos gases reales se comportan más o menos como lo haría un gas ideal. *Todos los gases se aproximan al comportamiento del gas ideal cuando disminuye la presión*, debido a que las moléculas se separan cada vez más, de manera que las fuerzas de atracción entre ellas tienden a cero y dichas moléculas ocupan una parte despreciable del volumen. Por lo tanto, se considera como gas ideal a un gas a "baja" presión, pero el calificativo "baja" debe ser interpretado en función de la sustancia. Los gases con las moléculas más pequeñas, monoatómicos y diatómicos, se aproximan en alto grado al comportamiento del gas ideal; de manera que una presión "baja" para He, $H_2$, aire, etc., puede valer algunas decenas de kgf/cm$^2$, pero en el caso de vapor de agua a temperaturas atmosféricas, la presión "baja" es del orden de 0.1 kgf/cm$^2$ o menos.

Puesto que no existe una bien definida línea divisoria para un gas real entre estados donde se comporta "idealmente" y donde no lo hace de esta forma, en ingeniería a menudo debe tomarse una decisión con base en la experiencia y el conocimiento práctico. *Si las leyes de los gases ideales dan resultados suficientemente exactos para el objeto, la sustancia se considera como un gas ideal o perfecto, de otra manera se dice que es un gas no ideal o imperfecto.* En esta etapa, el lector deberá aceptar el criterio de la prueba; en la práctica un enorme número de problemas de ingeniería pueden ser resueltos en forma satisfactoria con la restricción de gas ideal, siempre que se utilizan valores realistas de calores específicos.

## 6.2 LEY DE BOYLE (O DE BOYLE-MARIOTTE)

Robert Boyle (1627-1691), en el curso de sus experimentos con aire, observó la siguiente relación entre la presión y el volumen: *Si la temperatura de una cantidad dada de gas se mantiene constante, el volumen de éste varía en razón inversa a la presión absoluta durante un cambio de estado cuasiestático* (***ley de Boyle***)*. En forma matemática, si un gas está en una condición representada por el estado 1, figura 6/1, y experimenta un cambio de estado a temperatura constante (***proceso isotérmico***) hasta el estado 2, entonces

$$(6\text{-}1)\quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1} \quad \text{o bien} \quad p_1 V_1 = p_2 V_2 \quad \text{o bien} \quad pV = C \quad \text{o bien} \quad pv = C$$

[LEY DE BOYLE, $T = C$]

aplicable a una masa particular en dos estados de equilibrio cualesquiera 1 y 2, donde $C$ es una constante en sentido genérico (decimos que cuando $T = C$, entonces $pv = C$; pero $T \neq pv$), y la ecuación $pv = C$, por ejemplo, representa una familia de curvas, habiendo una curva diferente para cada constante distinta.

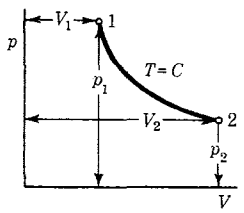



**Fig. 6/1.** *Ley de Boyle.* La ecuación de la curva en el plano $pV$ es $pV = C$, o bien, $pv = C$, una hipérbola equilátera. Un punto como 1 es un *punto de estado*. La curva que une 1 y 2 es la *trayectoria del punto de estado* cuando la condición de la sustancia varía, o sea, experimenta *un proceso*.

## 6.3 LEY DE CHARLES (O DE CHARLES-GAY-LUSSAC)

Aproximadamente cien años después del descubrimiento de la ley de Boyle, dos investigadores franceses, Jacques A. Charles (1746-1823) y Joseph L. Gay-Lussac (1778-1850), cada uno de ellos sin conocimiento del trabajo del otro, descubrieron la ley que generalmente se llama sólo ***ley de Charles***. Esta ley se expresa en dos partes, una para un proceso a presión constante y otra para un proceso a volumen constante. En el caso de dos estados de equilibrio cualesquiera, 1 y 2, de una masa particular y para los cuales la presión es la misma

$$(6\text{-}2)\quad \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{o bien,} \quad \frac{T_1}{V_1} = \frac{T_2}{V_2} \quad \text{o bien,} \quad \frac{T}{V} = C \quad \text{o bien,} \quad \frac{T}{v} = C$$

[LEY DE CHARLES, $p = C$]

Para dos estados de equilibrio cualesquiera, 1 y 2, de una masa particular y para los cuales el volumen es el mismo,

$$(6\text{-}3)\quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{o bien,} \quad \frac{T_1}{p_1} = \frac{T_2}{p_2} \quad \text{o bien,} \quad \frac{T}{p} = C$$

[LEY DE CHARLES, $V = C$]

* Edme Mariotte, físico francés, descubrió independientemente este mismo principio, casi al mismo tiempo que Boyle. Por consiguiente, aunque a Mariotte se le debe igual crédito por el descubrimiento, la ley suele llamarse simplemente "ley de Boyle".

donde las temperaturas $T$ son necesariamente temperaturas absolutas. Se ve que estas ecuaciones corresponden a líneas rectas ($y = Cx$), figura 6/2, que pasan por el origen y su pendiente vale $C$. Este sería el origen para todos los gases *ideales*, pero las curvas para gases reales solamente se aproximan al origen cuando se reduce la presión, y además, los gases reales experimentan cambios de fase a bajas temperaturas. Los experimentos con gases casi perfectos proporcionan un indicio al cero absoluto de temperatura para gases ideales.

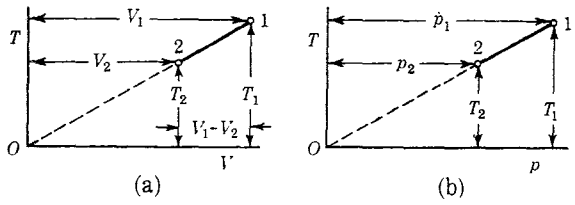



**Fig. 6/2.** *Ley de Charles.* En (a) la línea 1-2 representa un proceso a presión constante (isobárico) de un *gas ideal*, mostrado en el plano *TV*. En (b), la línea 1-2 representa un proceso a volumen constante (isométrico) en el plano *Tp*.

Por ejemplo, la pendiente de la recta en la figura 6/2 (a) es

**(a)** $$\frac{T_1 - T_2}{V_1 - V_2} = \frac{\Delta T}{\Delta V} = \frac{\Delta t}{\Delta V} = C$$

Datos experimentales para la sustancia aire a $p = 14.696$ psia son: a $t_2 = 32°F$, el volumen específico es $v_2 = 12.39$ pie$^3$; a $t_1 = 100°F$, $v_1 = 14.1$ pie$^3$. Luego entonces

**(b)** $$C = \frac{t_1 - t_2}{v_1 - v_2} = \frac{100 - 32}{14.1 - 12.39} = 39.76$$

**(c)** $$T = Cv = 39.76v$$

Esta es la ecuación de la recta de la figura 6/2 (a) para el caso del aire y los datos anteriores. Por consiguiente, la temperatura absoluta correspondiente a 32°F (siendo $v = 12.39$), como se calculó para este estado, es $T = (39.76)(12.39) = 492.6°$ abs., una estimación burda de la temperatura absoluta en la escala Fahrenheit correspondiente al punto de congelación del agua, 32°F. Con volúmenes medidos más precisamente podríamos haber obtenido una mejor respuesta. Si los datos para algún otro gas se utilizaran como antes, se debe hallar un punto cero absoluto ligeramente distinto. En consecuencia, podemos tener tantas escalas absolutas de gas como gases se consideren. Sin embargo, la extrapolación hasta la presión cero y empleando una técnica más refinada[1.71] con un gas de mayor grado de idealidad (helio a baja presión) hallamos que 32°F equivalen a 491.69°R, que es la temperatura termodinámica. Ya hemos expresado que la temperatura del gas *ideal* y la temperatura termodinámica son lo mismo (Capítulo 5). Por lo tanto, de ahora en adelante, la llamaremos simplemente ***temperatura absoluta.***

## 6.4 LEY DE AVOGADRO

Un físico italiano, Amadeo Avogadro (1776-1856), expresó que: *Volúmenes iguales de todos los gases ideales a presión y temperatura particulares contienen el mismo número de moléculas.* Este enunciado es estrictamente cierto sólo para un gas ideal.

*El número de moléculas en un mol de cualquier sustancia es una constante* $N_A$, denominada *número de Avogrado*, que representa una conclusión lógica. La masa molecular (o

molar) $M$ es proporcional a la masa $m$ de una molécula , o sea $M_X/M_Y = m_X/m_Y$, tomando como ejemplo cualesquiera sustancias $X$ y $Y$; o bien, $M_X/m_X = M_Y/m_Y = M/m = N_A = 6.0225 \times 10^{23}\ \text{gmol}^{-1}$.

Volviendo a la ley de Avogadro, podemos escribir para dos gases cualesquiera $X$ y $Y$, cuando cada uno está ocupando el mismo volumen a las mismas $p$ y $T$:

(a) $$\frac{M_X}{M_Y} = \frac{\rho_X}{\rho_Y} = \frac{v_Y}{v_X} \quad \text{o bien} \quad M_X v_X = M_Y v_Y = Mv$$

Puesto que los gases ideales $X$ y $Y$ han sido elegidos al azar, el producto $Mv$ es el mismo para todos los gases y recibe el nombre de *volumen molar* $\bar{v} = Mv$. Los siguientes números indican cómo varían los volúmenes molares en el caso de gases reales, todos considerados a $p = 1$ atm y $t = 0°C$: $H_2$, 10.17m$^3$; He, 10.16 m$^3$; $CO_2$, 10.09 m$^3$; amoníaco $NH_3$, 10.01 M$^3$.

## 6.5 LA ECUACION DE ESTADO

Podemos utilizar dos cualesquiera de las tres expresiones para las leyes de Boyle y de Charles para deducir la ecuación del gas ideal, que es más o menos la evolución histórica. Para dos estados cualesquiera 1 y 2 (ver figura 6/3), imaginémoslos unidos por la isobárica 1-$a$ y la isométrica $a$-2, y apliquemos la ley de Charles como sigue ($v_a = v_2$, $p_a = p_1$):

(a) $$\frac{v_1}{v_a} = \frac{T_1}{T_a} \quad \text{o bien} \quad T_a = T_1\left(\frac{v_a}{v_1}\right) = T_1\left(\frac{v_2}{v_1}\right) \qquad [p = C]$$

(b) $$\frac{p_a}{p_2} = \frac{T_a}{T_2} \quad \text{o bien} \quad T_a = T_2\left(\frac{p_a}{p_2}\right) = T_2\left(\frac{p_1}{p_2}\right) \qquad [v = C]$$

Igualando los dos valores de $T_a$ y reuniendo las literales de igual subíndice, se obtiene

(c) $$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2} = R \quad \text{una constante}$$

Puesto que una relación análoga se podría deducir para cualquier otro par de puntos al azar (como 1 y 3, $p_1 v_1/T_1 = p_3 v_3/T_3$) es posible generalizar y decir que $pv/T$ debe ser una constante para un gas ideal particular. Considerando $p$, v y $T$ en unidades coherentes se determina el valor de la constante $R$, que se denomina ***constante específica de un gas***, o simplemente, ***constante del gas***.

(6-4A) $$pv = RT \quad p = \rho RT \quad \text{y} \quad pV = mRT$$

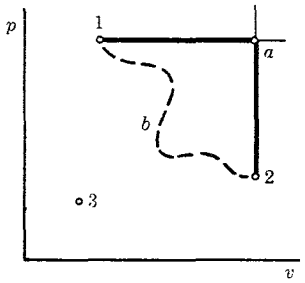



**Fig. 6/3.** Los estados de equilibrio 1 y 2 están localizados al azar (también el 3); la trayectoria 1-$b$-2 es cualquiera; para 1-$a$, $p = C$; para $a$-2, $v = C$.

donde $\rho = 1/v$ = densidad y $V = mv$ para $m$ unidades de masa. Si ambos miembros de $pv = RT$ se multiplican por $M$, se tiene

**(d)** $$\bar{R} = MR = \frac{p(Mv)}{T} = \frac{p\bar{v}}{T}$$

Puesto que $Mv = \bar{v}$ varía inversamente con la presión $p$ (ley de Boyle) y directamente con la temperatura $T$ (ley de Charles), y puesto que $Mv$ es igual para todos los gases ideales, se deduce que el producto $MR$ es también el mismo para todos los gases perfectos. A la constante $\bar{R}$ se le llama ***constante universal de los gases ideales*** y sus valores aceptados son, por ejemplo,

**(e)** $$\bar{R} = 1\,545.32\ \frac{\text{pie·lbf}}{\text{lbmol·°R}} \quad \text{y} \quad \bar{R} = \frac{1\,545.32}{778.16} = 1.9859\ \frac{\text{Btu}}{\text{lbmol·°R}}$$

En unidades métricas se tiene $\bar{R} = 1.9859$ kcal/kgmol·K = 1.9859 cal/gmol·K. Se utilizan por lo general los valores de 1 545 y 1.986. Ver en la sección B 38 valores de $\bar{R}$ en diversas unidades. La ecuación de estado en el caso de moles de sustancia es

(6-4B) $$p\bar{v} = \bar{R}T \quad \text{o} \quad pV = n\bar{R}T$$

donde $n$ es el número de moles en el volumen total, $V = n\bar{v}$.

Un gas ideal se define como aquel que sigue la ecuación (6-4) *y* tiene calores específicos constantes; ciertamente, es la sustancia expansible más fácilmente manejable. Se dispone cada vez más de tablas de propiedades de gases que toman en cuenta la variación del calor específico. Disponiendo de tales propiedades, §6.15, la razón principal de utilizar valores constantes de calor específico es la simplificación, a menos que en realidad sean muy aproximadamente constantes o que algunos principios de la termodinámica hayan de ser presentados en su más simple forma. Un gas que cumple la ecuación $pv = RT$ pero cuyos valores específicos varían, podría ser considerado como un gas ideal ligeramente imperfecto. Dejaremos que el contexto indique si los calores específicos se consideran variables o no, o bien, se indicará así concretamente.

## 6.6 LA CONSTANTE DE GAS

El valor de $R$ para cualquier gas se puede determinar a partir de observaciones experimentales precisas de valores simultáneos de $p$, $v$ y $T$. Ver en la sección B 1 otros valores. Considerando las unidades de $R$, podemos escribir que

**(a)** $$R \rightarrow \frac{\text{(unid. presión)(unid. volumen/unid. masa)}}{\text{(unid. temperatura absoluta)}}$$

Por lo tanto, *R podría* calcularse según cualquier combinación de unidades correspondientes a las dimensiones indicadas. Desde otro punto de vista, puesto que la unidad de $pv$ es una unidad de energía [$(\text{kgf/m}^2)(\text{m}^3/\text{kg}) = \text{kgf·m/kg}$] entonces

**(b)** $$R \rightarrow \frac{\text{(unid. energía)}}{\text{(unid. masa)(unid. temperatura absoluta)}}$$

que podrían ser kcal/kg·K (sección B 1). Observe que con las unidades técnicas se tiene la unidad de fuerza en el numerador y la unidad homónima de masa en el denominador. En todos los casos, las unidades deben ser racionalizadas.

Puesto que $R$ se considera una constante de gas ideal y el valor aceptado de $\bar{R}$ es 1 545.32, las constantes de gas en la sección B 1 se calculan por la expresión $1\ 545.32/M$, donde $M$ es la masa molecular.

A nivel molecular la constante de gas $\bar{R}$ para 1 mol dividida entre el número de moléculas $N_A$ en un mol da

$$\text{(6-5)} \qquad \kappa = \frac{\bar{R}}{N_A} = \frac{8.3143 \times 10^7}{6.02252 \times 10^{23}} = 1.38054 \times 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{K·molécula}}$$

que es la constante de gas por molécula, valor que se llama ***constante de Boltzmann*** y es fundamental en la ciencia. Esta constante ya se ha utilizado (§1.17); $\bar{R} = 8.3143$ J/gmol·K, o bien, $8.3143 \times 10^7$ erg/gmol·K. Asimismo, $\kappa = 1.38054 \times 10^{-23}$ J/K·molécula.

Dos valores adicionales de $\bar{R}$ que se emplearán extensamente son $\bar{R} = 1.9859$ Btu/lbmol·°R y $\bar{R} = 8.3143$ kJ/kgmol·K (que corresponde al SI).

## 6.7 LEY DE JOULE

Joule, utilizando un experimento realizado primero por Gay-Lussac, colocó en agua dos recipientes de cobre $A$ y $B$ y llevó a cabo el experimento indicado por la figura 6/4. Por medio de los instrumentos disponibles en su época, Joule notó que la temperatura del agua que rodeaba los depósitos era la misma después que antes de la prueba, una observación sencilla que conduce a una deducción importante.

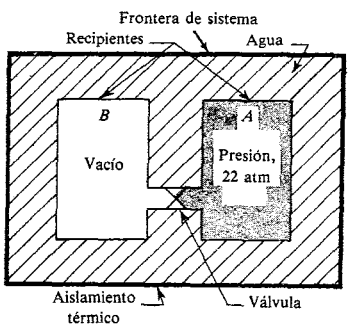



**Fig. 6/4.** *Experimento de Joule.* El recipiente *A* contiene aire a 22 atm, y el *B* del mismo volumen está al vacío; todo el interior del sistema térmicamente aislado se halla en equilibrio térmico. Después de que se abrió la válvula y el gas quedó en reposo, se midió la presión y resultó ser de 11 atm.

Existen varios hechos a examinar. Primero, ocurrió un flujo momentáneo de aire que dio lugar a términos de energía característicos del flujo, pero el gas estaba en reposo en los estados inicial y final. Segundo, puesto que no existía ningún medio por el que la energía pudiera salir del sistema como trabajo, $W = 0$. Tercero, como la temperatura del agua era la misma, la conclusión es que no ocurrió ningún paso de calor del aire al agua o del agua al aire, $Q = 0$. Cuarto, la temperatura del aire en el depósito $A$ debía haber disminuido, puesto que el aire en él, en cualquier momento durante el flujo, estuvo realizando trabajo al impulsar la masa hacia $B$ (§7.25). La temperatura del gas en $B$ experimentó una elevación debido a que se realizó trabajo sobre él. Sin embargo, cuando estos efectos de corta duración se equilibran térmicamente otra vez, la temperatura del aire en los depósitos debe ser más o menos la misma que al comienzo, ya que de otra manera, debido a la diferencia de temperatura, tendría que haber existido una transmisión neta de calor.

De la ecuación de energía para el caso de $A$ y $B$ se tienen, $\Delta U = Q - W = 0$. La presión y el volumen variaron, pero la energía interna *no* cambió; esto es, $(\partial u/\partial v)_T = 0$ y $(\partial u/\partial p)_T = 0$. En consecuencia, concluiremos con Joule que la energía interna de este gas no era función de la presión o el volumen. Sin embargo, puesto que la temperatura no sufrió variación, Joule dedujo que *el cambio de energía interna de un gas ideal es función solo del cambio de temperatura, $u = u(T)$*, que es la ***ley de Joule***. Este científico se percató de las incertidumbres del experimento, incluyendo no sólo los fenómenos de flujo, pero probablemente el hecho de que como la masa del recipiente y el agua era mucho mayor que la masa de aire, un pequeño cambio en la temperatura de éste podría no haber sido detectado por la temperatura del agua. No obstante, la ley puede ser confirmada matemáticamente ahora en el caso del gas ideal [esto es, $(\partial u/\partial v)_T = 0$]; ver ecuación [(11-24), §11.16]; y todos los gases cumplen más o menos la ley de Joule cuando su presión disminuye.

## 6.8 CALORES ESPECIFICOS DE UN GAS IDEAL

De acuerdo con la ley de Joule, en que $\Delta u$ es una función de la temperatura solamente, ahora se suprimirá la restricción de volumen constante de la §2.19 y escribiremos

$$(6\text{-}6) \qquad c_v \equiv \frac{du}{dT} \quad du = c_v\, dT \quad u = \int_0^T c_v\, dT = \int_0^T c_v\,(T)\, dT$$

[SOLO PARA GAS IDEAL, CUALQUIER PROCESO, ESTADOS DE EQUILIBRIO]

Si es permisible emplear un $c_v$ constante, $\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$. Si se utiliza un valor apropiado de $c_v$, también tenemos que $u = c_v T$, de la integral anterior, que puede considerarse como la energía interna media desde un valor de referencia de 0°R. Algunas veces se usa $u = c_v t$, que se considera desde una referencia de 0°F.

En forma semejante, de la ecuación (2-23),

$$(6\text{-}7) \qquad c_p = \frac{dh}{dT} \quad dh = c_p\, dT \quad h = \int_0^T c_p\, dT = \int_0^T c_p\,(T)\, dT$$

[SOLO PARA GAS IDEAL, CUALQUIER PROCESO, ESTADOS DE EQUILIBRIO]

Cuando $c_p$ es constante, $\Delta h = c_p(T_2 - T_1)$. Para un valor apropiado de $c_p$, se tiene que $h = c_p T$ (o bien, $h = c_p t$ desde una referencia de 0°F). Si valores instantáneos de $c_p$, $c_v$ se utilizan en esta forma, los valores correspondientes de $h$ y $u$ son algo altos, pero el resultado es a menudo una conveniente primera aproximación.

De la definición de $h \equiv u + pv$ y $pv = RT$, tenemos que $h = u + RT$ para un gas ideal, y $dh = du + RdT$. Usando las ecuaciones (6-6) y (6-7) en esta expresión se obtiene

$$(6\text{-}8) \qquad c_p\, dT = c_v\, dT + R\, dT \quad \text{o bien,} \quad c_p = c_v + R$$

la ecuación del §2.22 se repite aquí por conveniencia. Puesto que $k = c_p/c_v$, se emplea $c_p = kc_v$ en la ecuación (2-31) y se obtiene

$$(6\text{-}9) \qquad c_v = \frac{R}{k-1} \quad \text{y} \quad c_p = \frac{kR}{k-1}$$

pero ya que $k$ varía cuando lo hacen los calores específicos, estos valores de $c_v$ y $c_p$ se aplican en general a estados particulares, o bien, son valores medios apropiados. Como $c_p$, $c_v$ y $R$ deben tener las mismas unidades, utilice valores adecuados de $R/J$ dados en la sección B 1 para resolución de problemas típicos. Cualquiera de las ecuaciones anteriores es apropiada para la unidad mol;

**(a)** $$d\bar{u} = C_v\,dT \quad \bar{u} = C_vT \quad d\bar{h} = C_p\,dT \quad \bar{h} = C_pT$$

**(b)** $$C_p - C_v = \bar{R} \quad C_v = \frac{\bar{R}}{k-1} \quad C_p = \frac{k\bar{R}}{k-1}$$

donde el valor numérico de $\bar{R}$ se considerará igual a 1.986 kcal/kgmol·K, o bien, 1.986 Btu/lbmol·°R, como es usual.

### 6.9 Ejemplo

Un gas inicialmente a $p_1 = 517.2$ kPa abs. y $V_1 = 142$ l experimenta un proceso hasta tener los valores de $p_2 = 172.4$ kPa abs. y $V_2 = 274$ l, durante el cual la entalpia disminuye en 65.4 kJ. Los calores específicos son constantes, $c_v = 3.157$ kJ/kg·K. Determine **(a)** $\Delta U$, **(b)** $c_p$ y **(c)** $R$.

**Solución.** Puesto que no sabemos la naturaleza del proceso, debemos considerar diversas relaciones básicas. Para determinar $\Delta U$, normalmente se utiliza $\Delta U = mc_v\,\Delta T$. Podríamos eliminar $T$ haciendo uso de $T = pV/mR$, pero no conocemos ni $m$ ni $R$. En consecuencia, recurriremos a otra relación $\Delta H = \Delta U + \Delta(pV)$.

**(a)** Siendo una disminución, $\Delta H$ es negativa:

$$\Delta H = -65.4 = \Delta U + [(142.4)(274) - (517.2)(142)]$$

$$= \Delta U - 26.2$$

$$\Delta U = -65.4 + 26.2 = -39.2 \text{ kJ}$$

**(b)** De las ecuaciones (6-6) y (6-7) se observa que

$$\frac{\Delta h}{\Delta u} = \frac{c_p}{c_v} = k = \frac{-65.4}{-39.2} = 1.668$$

**(c)** De la ecuación (2-31) se tiene

$$R = c_p - c_v = 5.26 - 3.157 = 2.103 \text{ kJ/kg·K}$$

donde $c_p = kc_v = (1.668)(3.157) = 5.26$ kJ/kg·K.

## 6.10 LEY DE DALTON DE LAS PRESIONES PARCIALES

John Dalton (1766-1844) fue quien enunció primero que *la presión total $p_m$ de una mezcla de gases es la suma de las presiones que cada gas experimentaría al ocupar él solo el recipiente con el volumen $V_m$ y la temperatura $T_m$ de la mezcla* — pero esta ley también resulta ser estrictamente cierta sólo en el caso de gases ideales. Si $p_a$, $p_b$ y $p_c$ representan,

respectivamente, las presiones individuales de los gases mezclados $A$, $B$, $C$ para $i$ componentes de una mezcla, la ley de Dalton expresa que

(6-10) $$p_m = p_a + p_b + p_c + \cdots = \sum_i p_i$$

$$[T_m = T_a = T_b = T_c \qquad V_m = V_a = V_b = V_c]$$

Apliquemos $pV = n\bar{R}T$ a un gas individual y a la mezcla; por ejemplo,

**(a)** $$p_a V_m = n_a \bar{R} T_m \quad \text{y} \quad p_m V_m = n_m \bar{R} T_m \qquad \left[n_m = \sum_i n_i\right]$$

donde $n$ es el número de moles. Dividiendo miembro por miembro estas ecuaciones resulta

**(b)** $$\frac{p_a V_m}{p_m V_m} = \frac{n_a \bar{R} T_m}{n_m \bar{R} T_m} \quad \text{o bien} \quad \frac{p_a}{p_m} = \frac{n_a}{n_m} = X_a$$

donde $X_a$ se denomina fracción (o porcentaje) molar o volumétrica del gas $A$ (es la fracción del volumen total $V_m$ que el gas $A$ ocuparía si estuviese separado de los otros gases en las condiciones de $p_m$ y $T_m$). Podemos generalizar que para gases ideales, la presión parcial del componente $i$ de la mezcla es la fracción volumétrica multiplicada por la presión total $p_m$:

(6-11) $$p_i = X_i p_m \qquad \text{donde} \qquad \sum_i X_i = 1$$

## 6.11 EXPERIMENTO DE JOULE-THOMSON

A fin de obtener datos más precisos que los proporcionados por el experimento de Joule indicado en la figura 6/4, Joule y William Thomson (lord Kelvin, §8.5) idearon en 1853 el famoso experimento del tabique poroso esquematizado en la figura 6/5. Este consistía en un tubo aislado térmicamente en el que se tenía una especie de tapón o tabique poroso que ofrecía resistencia considerable al flujo, de modo que podría causar una reducción de presión relativamente grande desde $p_1$ hasta $p_2$. Al analizar las diversas energías, concluiremos que $Q = 0$, $W = 0$, $\Delta P = 0$ y la intensidad de flujo es baja, de modo que $K$ es pequeña y, virtualmente, $\Delta K = 0$. Como en el caso de las energías restantes, hallamos que $u_1 + p_1 v_1$ atraviesa la frontera 1, y $u_2 + p_2 v_2$ cruza la frontera 2, es decir, por la conservación de la energía, $h_1 = h_2$, pero el proceso es irreversible y sus detalles son indefinidos. Esta clase de proceso, como el de la apertura de un grifo de agua y cuando se deja fluir libremente ésta, se denomina ***proceso de estrangulación*** cuando se trata de un *flujo constante*. Siempre que un fluido escurre en forma no controlada desde una región de alta presión hasta una región de baja presión sin efectuar trabajo, se dice que experimenta un *estrangulamiento*, pero no se trata de un proceso de estrangulación como se definió con anterioridad (con flujo constante).

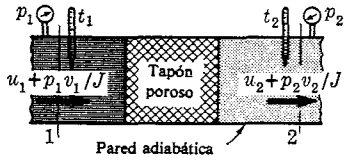



**Fig. 6/5.** *Experimento de Joule-Thomson.* Flujo constante; las propiedades corriente arriba y corriente abajo *p, t,* etc., se mantienen constantes en las fronteras 1 y 2, donde la turbulencia de cualquier clase tiende a cero.

Puesto que $h = h(T)$ para un gas ideal, ecuación (6-7), no sería de esperar diferencia alguna entre las temperaturas $T_1$ y $T_2$ si se trata del flujo de un gas ideal. Sin embargo, aun para gases muy aproximadamente ideales, Joule y Thomson hallaron una diferencia. De hecho, resulta que un gas tiene un punto de inversión $I$, figura 6/6; se tiene en el caso del aire que $t_2 < t_1$, como por ejemplo, $t_d < t_c$, figura 6/6. Pero encontraron también que la temperatura del hidrógeno aumentaba, $t_2 > t_1$; por ejemplo, $t_b > t_a$. Desde luego, la curva *abcd* no es válida para $H_2$ y aire; esto quiere decir que a las temperaturas atmosféricas usuales o algo así, el estado de $H_2$ está por fuera de su punto de inversión, en tanto que en el caso del aire queda por dentro. La curva ***isentálpica*** (o de entalpia constante) es simplemente el lugar geométrico de todos los estados con la misma entalpia, y no corresponde a un proceso.

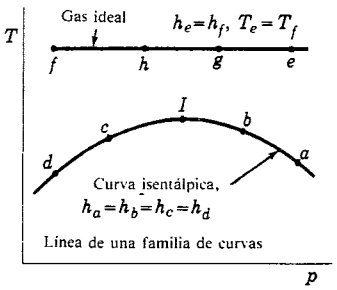



**Fig. 6/6.** *Curvas isentálpicas.* En el caso de un gas ideal *ef*, $T_e = T_f$ así como $h_e = h_f$. Tratándose de un gas real *abcd*, *I* es el punto de inversión. En un estrangulamiento desde *a* hasta *b*, la temperatura aumenta; en un proceso semejante desde *c* hasta *d*, la temperatura disminuye.

El descubrimiento de Joule-Thomson es que tratándose de gases reales, $h$ y $u$ *son* funciones de la presión, y el *coeficiente de Joule-Thomson* $\mu = (\partial T/\partial p)_h$, que es el cambio de la temperatura con respecto a la presión cuando la entalpia es constante ($dh = 0$), ha llegado a ser una medida del grado de apartamiento de un gas con respecto a la sustancia ideal. Este experimento tan sencillo, junto con las relaciones matemáticas de la termodinámica (Capítulo 11), proporciona una asombrosa cantidad de información (§11.19).

## 6.12 TERCERA LEY DE LA TERMODINAMICA

La teoría cuántica y la termodinámica estadística indican que la entropía de una sustancia pura tiende a cero a medida que la temperatura se aproxima al cero absoluto; $s \to 0$ cuando $T \to 0$ para cualquier proceso. Este punto ha sido tan intensamente investigado durante este siglo que un enunciado escueto de la ***tercera ley*** de la termodinámica es como sigue: *en el cero absoluto, la entropía de una sustancia pura (en equilibrio a* 0 K) *en alguna forma cristalina "perfecta", vale cero.** Esta ley es el resultado de muchas investigaciones, especialmente las realizadas por Einstein, Nernst (cuyo *teorema del calor* fue quizá el primer

### TABLA III Entropía absoluta de algunos gases

Los valores de $s°$ a 1 atm y 25°C (77°F) en kcal/kgmol·K = cal/gmol·K = Btu/lbmol·°R. En la sección B 1 se tienen las masas moleculares; y en la B 11 se presentan más entropías absolutas.

| | | |
|---|---|---|
| Argón, 36.983 | Flúor, 48.6 | Hidrógeno, 31.208 |
| Cloro, 53.298 | Helio, 30.126 | Neón, 34.948 |

* Este enunciado ha recibido muchas objeciones. Quizá la inferencia más apropiada de las evidencias es que *el cambio de entropía durante un proceso isotérmico tiende a cero cuando la temperatura* también tiende a cero; $\lim_{T \to 0} (\partial s/\partial v)_T = 0$ y $\lim_{T \to 0} (\partial s/\partial p)_T = 0$.

enunciado formal), Boltzmann y Planck. Se deduce que todas las sustancias como existen realmente tienen entropías positivas finitas.

Se dispone de valores numéricos de entropías absolutas para muchas sustancias; a menudo, se dan solo valores en un estado estándar como $\bar{s}^\circ$ en la tabla III y en la sección B 11 del Apéndice. El estado estándar más común para este objeto es $p^\circ = 1$ atm y $t^\circ = 25°C$ (77°F).

## 6.13 ENTROPIA DE UN GAS IDEAL

Si un cambio de estado de un sistema se produce irreversiblemente, como en la trayectoria punteada 1-*b*-2, figura 6/7, se puede hallar el cambio de entropía a partir de la definición de esta cantidad en términos de un proceso reversible ($\Delta s = \int dQ/T$) considerando una línea de proceso reversible entre los estados. Tal trayectoria puede consistir en una serie de procesos interiormente reversibles (Capítulo 7), tal como 1-*d*-2, figura 6/7. Sin embargo, en el caso del gas ideal podemos utilizar la ecuación (4-14) o la (4-15) y $pv = RT$, y obtener ecuaciones que de manera automática fijen la trayectoria. En la ecuación (4-14) sustituyamos $R/v = p/T$.

**(a)**
$$ds = \frac{du}{T} + \frac{p\,dv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + \frac{R\,dv}{v}$$

[CUALQUIER SUSTANCIA] [GAS IDEAL]

La forma para gas ideal puede ser integrada con una $f(T)$ para $c_v$ de la tabla I, o bien, con un valor *constante* apropiado:

(6-12A)
$$\Delta s = \int_1^2 \frac{c_v(T)\,dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \qquad \Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$$

$[c_v = f(T)]$ $[c_v$ CONSTANTE$]$

Observe que *es necesario que s, $c_v$ y R estén en las mismas unidades.* Ahora que tenemos el cambio de entropía en (6-12A) específicamente en términos de funciones de punto, esto demuestra, por lo menos en el caso de un gas ideal, que la entropía es también una función de punto, como se afirmó anteriormente. De la ecuación (6-12A) vemos que si $v = C$ con $c_v$ constante, entonces $\Delta s = c_v \ln (T_2/T_1)$; si $T = C$, $\Delta s = R \ln (v_2/v_1)$. Un significado físico claro de la ecuación (6-12A) viene dado en la figura 6/7.

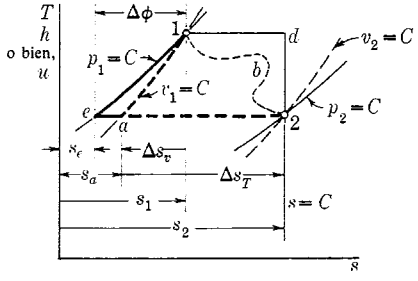



**Fig. 6/7.** *Cambio de entropía.* La escala de las ordenadas puede ser para *h* y *u*, así como para *T*, en el caso de *gases ideales solamente.* Observe que el término $c_v \ln (T_2/T_1)$ de (6-12) evalúa el cambio a lo largo de una trayectoria 1-*a* interiormente reversible $v = C$, y que el término $R \ln(v_2/v_1)$ la evalúa a lo largo de una trayectoria *a*-2 interiormente reversible $T = C$; la suma algebraica es $\Delta s = s_2 - s_1$. En la ecuación (6-13) el término $c_v \ln (T_2/T_1)$ o bien, $\Delta\phi$, evalúa el cambio a lo largo del proceso 1-*e* cuasiestático $p = C$; $R \ln (p_2/p_1)$ evalúa el *e*-2, siendo el cambio neto $s_2 - s_1$ de nuevo.

En forma semejante, a la ecuación (4-15) y a $v/T = R/p$, tenemos

**(b)**
$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v\,dp}{T} = c_p \frac{dT}{T} - \frac{R\,dp}{p}$$

[CUALQUIER SUSTANCIA] [GAS IDEAL]

(6-13A)
$$\Delta s = \int_1^2 \frac{c_p(T)\,dT}{T} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \qquad \Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$[c_p = f(T)]$ $[c_p$ CONSTANTE]

cuyo significado físico se explica en la figura 6/7. Esta ecuación generalmente es más útil que la (6-12) debido a que las presiones son más fáciles de medir que los volúmenes. Además, se dispone en las publicaciones técnicas, de valores tabulados para algunos gases de la integral.

(6-14)
$$\phi = \int_0^T \frac{c_p(T)\,dT}{T} \qquad \text{de donde} \qquad \Delta\phi = \int_1^2 \frac{c_p(T)\,dT}{T}$$

integrales que tienen en cuenta la variación del calor específico. Utilizando el símbolo $\phi$ como en la ecuación (6-14) se obtiene

(6-13B)
$$\Delta s = \Delta\phi - R \ln \frac{p_2}{p_1} = \phi_2 - \phi_1 - R \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Recordemos que $-\log A/B = +\log B/A$, y $\ln N = \log_e N = 2.3 \log_{10} N$. Como en los ejemplos anteriores, las ecuaciones precedentes pueden ser interpretadas también para 1 mol de una sustancia pura;

(6-12B)
$$\Delta\bar{s} = \int_1^2 \frac{C_v(T)\,dT}{T} + \bar{R} \ln \frac{v_2}{v_1}$$

(6-13C)
$$\Delta\bar{s} = \Delta\bar{\phi} - \bar{R} \ln \frac{p_2}{p_1}$$

donde en (6-12) y (6-13) los volúmenes deben estar en las mismas unidades y las presiones se hallarán también en las mismas unidades.

La ***entropía absoluta*** $s_1^a$ para un estado 1 de un gas ideal es alguna entropía absoluta conocida, como $s^\circ$ en el estado estándar, más el cambio de entropía $\Delta s$ desde el estado conocido hasta el estado 1. Empleando la ecuación (6-13) sin sus subíndices, se obtiene

(6-15A)
$$s_1^a = s^\circ + \Delta s = s^\circ + \int_{T^\circ}^{T_1} \frac{c_p\,dT}{T} - R \ln \frac{p_1}{p^\circ}$$

donde el superíndice $^\circ$ indica una propiedad en un estado estándar. Puesto que la presión de estado estándar es casi siempre la presión atmosférica normal $p^\circ = 1$ atm, podemos expresar la presión particular $p_1$ en atmósferas, utilizar $\Delta\phi$ y obtener

(6-15B)
$$s_1^a = s^\circ + \phi_1 - \phi^\circ - R \ln p_{1\,\text{atm}}$$

Si $\phi^\circ = s^\circ$, como se tiene en las *Gas Tables* de Keenan y Kaye* (excepto en las tablas correspondientes a las mezclas, § 6.15), esta ecuación será (ver § 6.15 en lo que respecta a las Tablas de Gas)

$$s_1^a = \phi_1 - R \ln p_{1\,\text{atm}} \quad \text{[SOLAMENTE CUANDO } \phi^\circ = s^\circ\text{]} \tag{6-16}$$

La ecuación (6-15) o la (6-16) pueden emplearse en el caso de una unidad de masa o un mol. Es esencial solamente que $s$, $\phi$ y $R$ estén en las mismas unidades. Para determinar el cambio de entropía durante un proceso químico, se debe utilizar un valor de referencia común para todas las sustancias que intervienen, y el único es el que corresponde a la tercera ley (§ 6.12). También, cuando varían las masas de los sistemas, puede ser necesario trabajar a partir de un valor cero de referencia.

## 6.14 Ejemplo—Mezcla irreversible de gases

Se dan 2 moles de hidrógeno y 2 moles de oxígeno, cada uno a $p = 4$ atm y 100°F (32°C), separados por una membrana, como se indican en la figura 6/8. Si la membrana se rompe y los gases se difunden mezclándose, ¿cuál es el cambio de entropía del sistema si los gases se comportaran como ideales? El sistema está aislado térmicamente.

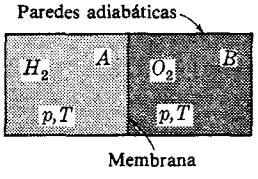



**Fig. 6/8.** *Difusión irreversible.* Las ecuaciones (6-12) y (6-13) son igualmente aplicables en este caso.

**Solución.** Estando reunidas moléculas iguales, existirá un cierto orden en su posición. Cuando se difunden los gases $O_2$ y $H_2$, es muy improbable que las moléculas de estos gases mezclados se separen por sí mismas hasta ocupar los espacios que las alojaban originalmente; en consecuencia, el proceso es irreversible. Sin embargo, sólo es necesario tener definidos los estados de equilibrio inicial y final. Puesto que estos gases están a la misma temperatura al inicio y como ninguna cantidad de energía entra o sale, la energía interna y la temperatura permanecen constantes. Con 2 moles de cada gas a las mismas $p$ y $T$, se tiene que $V_A = V_B$ (ley de Avogadro). En consecuencia, cuando $H_2$ ocupa el volumen total, su presión es $p_2 = p_1 V_1/V_2 = p_1 V_A/(V_A + V_B) = p_1/2 = 2$ atm (ley de Boyle). Mezclado con el $O_2$ la presión del $H_2$ es aún de 2 atm (ley de Dalton). Mediante el mismo razonamiento los cambios de presión y de volumen del $O_2$ son los mismos. Luego entonces, de la ecuación (6-13) se obtiene

$$\Delta\bar{s} = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - \bar{R} \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$$= 0 - 1.986 \ln 2/4 = 1.986 \ln 2 = +1.376 \text{ Btu/mol}\cdot^\circ\text{R}$$

*para cada gas*. El incremento total es (4)(1.376) = 5.504 Btu/°R para 4 moles de mezcla. La masa total de esta última es (2)(32) + (2)(2.016) ≈ 68 lb; así mismo, $\Delta s$, = 5.504/68 = 0.81 Btu/°R·lb (relativamente a la mezcla).

* Cuando $\phi^\circ$ (77°F) en las Tablas de Gas $s^\circ$ en la sección B 11 no concuerdan exactamente, la diferencia ha de atribuirse a distintos datos fundamentales.

## 6.15 TABLAS DE GAS

Las propiedades tabuladas de los gases (y de otras sustancias) ahorran muchísimo tiempo. Tales propiedades para algunos gases a baja presión se dan en las secciones de la B 2 a la B 10, extractadas de las *Gas Tables* de Keenan y Kaye. Ver también las publicaciones señaladas con los números del 0.1 al 0.32. Puesto que en estas tablas se toma en cuenta la variación de los calores específicos, se obtienen mejores respuestas sin el trabajo laborioso de la integración de ecuaciones con calor específico (tabla I). Al utilizar un conjunto de tablas o un diagrama, siempre hay que observar las unidades. En el caso del aire, B 2, se dan propiedades específicas (para 1 lb); en las otras tablas de gas, las propiedades son para 1 lbmol (símbolos testados con raya: $\bar{h}$, $\bar{u}$, $\bar{\phi}$). Tratándose de masas moleculares conocidas (B 1) y de otras tablas, se puede convertir de libras a moles o viceversa. (RECOMENDACION: Si se está utilizando regla de cálculo, hágase la conversión después de la resolución del problema, si es posible y si la conversión es necesaria, *de modo que el número de cifras significativas dadas en las tablas no se pierde al restar.*) Las entalpias y las energías internas son valores seudoabsolutos, y se calculan por

**(a)** $$h = \int_0^T c_p\, dT \qquad \text{y} \qquad u = h - \frac{pv}{J} = h - RT$$

donde la integración es desde la temperatura del cero absoluto hasta $T$. Por lo tanto, el valor de $\int c_p dT$ entre los límites de 1 y 2 es simplemente la diferencia de los valores que se leen en la tabla, $h_2 - h_1$. Todos los otros símbolos de las tablas representan funciones de punto también.

El símbolo $\phi$, $\bar{\phi}$, llamado ***función de entropía***, está definido por la ecuación (6-13), $\phi(T)$. Los autores expresan que $\phi$ se calcula a partir de un cero arbitrario a temperatura $T_0$, tomando en cuenta el hecho de que $c_p \to 0$ cuando $T \to 0$. Si los valores de $\phi$ en las Tablas de Gas se comparan con valores publicados de entropías absolutas en el estado estándar, se halla que son más o menos los mismos. Por consiguiente, probablemente es más seguro utilizar $\phi$ como la entropía absoluta a 1 atm y la temperatura para la cual se selecciona $\phi$—*excepto a partir de la tabla de valores del aire.* En la tabla de aire, $\phi + 1$ es cercano a $s_{\text{abs.}}$, pero *no* toma en cuenta el cambio de antropía con el cambio de la presión (los componentes del aire están cada uno a presión parcial menor que 1 atm).

Existen otras dos propiedades en las tablas que son muy útiles, la presión relativa $p_r$ y el volumen relativo $v_r$. Sea $\Delta s = 0$; luego entonces la ecuación (6-12) da

**(b)** $$\ln \frac{p_2}{p_1} = \frac{\phi_2 - \phi_1}{R}$$

Si $\ln p_r = \phi/R$ vemos por **(b)** que $\ln (p_{r2}/p_{r1}) = (\phi_2 - \phi_1)/R$; por lo tanto, puesto que **(b)** es para dos estados a la misma entropía se obtiene

(6-17) $$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_s = \frac{p_{r2}}{p_{r1}} \qquad \text{[IGUAL ENTROPIA]}$$

Los números reales registrados para $p_r$ son proporcionales a $\phi/R$. Como los volúmenes $v_r$ se calcularon a partir de $v_r = RT/p_r$, la razón

(6-18) $$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)_s = \frac{v_{r2}}{v_{r1}} \qquad \text{[IGUAL ENTROPIA]}$$

también se verifica sólo para estados con la misma entropía.

El conjunto completo de tablas no sólo posee propiedades a intervalos mucho más cerrados lo que da resultados más precisos con interpolaciones en línea recta, sino también tiene algunas otras tablas convenientes que incluyen valores numéricos de la función $R$ ln $N$, ecuación (6-13).* Para convertir las propiedades de aire a la base molar, utilice la masa molecular equivalente del aire, $M = 28.970$ (o bien, 29 para la regla de cálculo).

## 6.16 Ejemplo—Propiedades de la tabla de gas

Hidrógeno, inicialmente a 15 psia (1.05 kgf/cm$^2$ abs.) y 80°F (27°C) se comprime a razón de 20 pie$^3$/min (0.566 m$^3$/min) en un ambiente caliente hasta una presión de 75.3 psia. Los detalles del proceso se desconocen pero se estima que entra calor a razón de 20 Btu/min (5.040 kcal/min). Para un cambio de entropía de 0.0268 Btu/min·°R, determine (a) la temperatura final, (b) el trabajo si no hay flujo en el sistema y (c) el trabajo en el caso de un sistema con flujo constante si $\Delta P = 0$ y $\Delta K = 0$. Emplee la sección B 5.

**Solución.** (a) Puesto que la tabla, sección B 5, da propiedades por mol, se obtiene de la ecuación (6-4)

$$\dot{n} = \frac{p_1 V_1}{\bar{R} T_1} = \frac{(15)(144)(20)}{(1\ 545)(460 + 80)} = 0.0518 \text{ mol/min}$$

$$\Delta \bar{s} = \frac{0.0268}{0.0518} = 0.518 \text{ Btu/pmole·°R}$$

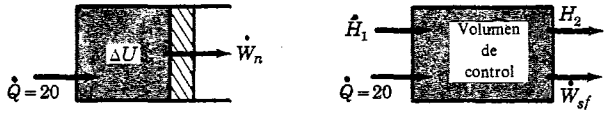
En $T = 540$°R, a partir de la tabla, $\bar{h}_1 = 3\ 660.9$, $\bar{u}_1 = 2\ 588.5$ y $\bar{\phi}_1 = 31.232$. Puesto que $\Delta s$ es dato y se conocen las presiones, recurrimos a la ecuación (6-13). Para $p_2 = 75.3 + 14.7 = 90$ psia, $\bar{R}$ ln $p_2/p_1 = \bar{R}$ ln 90/15 = 3.5582 Btu/lbmol·°R. Sustituyendo luego en (6-13) valores conocidos, tenemos

$$\Delta \bar{s} = \bar{\phi}_2 - \bar{\phi}_1 - \bar{R} \ln r_p$$

$$0.518 = \bar{\phi}_2 - 31.232 - 3.5582$$

de donde $\bar{\phi}_2 = 35.308$ Btu/lbmol·°R; además, la relación de presiones es $r_p = p_2/p_1$. Ahora volvamos a B 5 y se halla $T_2 = 970$°R (redondeando al valor entero más próximo, lo cual es bastante preciso por lo general para nuestros propósitos) correspondientemente a $\bar{\phi}_2 = 35.308$. Ahora bien, en el estado 2 y por la tabla de B 5,

$$\bar{h}_2 = 6\ 654.6 \quad \text{y} \quad \bar{u}_2 = 4\ 728.3 \text{ Btu/lbmole}$$




(a) Flujo nulo (b) Flujo constante

**Fig. 6/9.** *Diagramas de energía.*

(b) Del balance de energía, figura 6/9 (a), o por la ecuación (4-7), el trabajo para proceso sin flujo es ($Q = 20/0.0518 = 386$ Btu/lbmol)

$$W_n = -(\bar{u}_2 - \bar{u}_1) + Q = -4\ 728.3 + 2\ 588.5 + 386 = -1\ 753.8 \text{ Btu/lbmol}$$

* En las soluciones de los ejemplos del texto se utilizarán las Tablas de Gas, lo que puede causar ligeras diferencias por interpolación en las tablas del Apéndice.

o bien, $\dot{W}_n = (-1\ 753.8)(0.0518) = -90.6$ Btu/min (potencia de entrada); lo anterior es equivalente a $90.6/42.4 = 2.14$ hp.

(c) El balance de energía, figura 6/9 (b), o la ecuación (4-11) da el trabajo de flujo constante como*

$$W_{f.c.} = -(\bar{h}_2 - \bar{h}_1) + Q = -6\ 654.6 + 3\ 660.9 + 386 = -2\ 607.7 \text{ Btu/lbmol}$$

$$W_{sf} = W_{f.c.}$$

correspondiente a $(-2\ 607.7)(0.0518) = -135$ Btu/min, o bien, $135/42.4 = 3.19$ hp.

## 6.17 CONCLUSION

Este capítulo establece los atributos de un gas ideal, información que será constantemente útil. En esta parte se debe tener una idea bastante buena acerca de cuándo son válidos los supuestos de gas ideal desde el punto de vista de la ingeniería.

Como ya se expresó, los gases a alta presión, y por tanto a elevada densidad, no pueden considerarse en absoluto ideales. También, a altas temperaturas las moléculas experimentan una disociación térmica significativa, descomponiéndose en átomos ($0.5N_2 \rightarrow N$). En tanto que la mezcla resultante pueda comportarse lo más próxima a un gas ideal, prácticamente es una sustancia diferente. En ciertos casos, de manera especial a muy altas temperaturas, el gas se ioniza en alto grado formando lo que se llama un plasma[6.1] que consiste en partículas cargadas (ésta es la forma en la que se halla la mayor cantidad de materia en el universo). Por último, los gases (y toda la materia) existen en diversos estados isotópicos; a menos que se especifique otra cosa, se supone tácitamente que sólo interviene el isótopo predominante más estable.

* No siempre es fácil o cómodo colocar puntos y rayas sobre los símbolos. Si se dan las unidades para un valor numérico, no hay necesidad de lo anterior. Pero puede ser muy útil cuando sólo se dan los símbolos.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**6.1** En el caso de un gas ideal que se expande de acuerdo con la ley de Boyle, integre las expresiones **(a)** $\int pdV$ y **(b)** $-\int Vdp$. **(c)** Trace el proceso en el plano $pV$ y distinga con un rayado las áreas que representan estas integrales. Analice su significación.

**6.2** La temperatura de un gas ideal permanece constante mientras la presión absoluta varía de 103.4 kPa abs. a 827.2 kPa abs. **(a)** Si el volumen inicial es de 80 lit, ¿cuál es el volumen final? **(b)** Para 160 g de gas, determine el cambio de densidad expresado como porcentaje de la densidad inicial.

*Resp.* **(a)** 10 lit, **(b)** 700% de aumento.

**6.3** La presión atmosférica al pie de una montaña es 730 mm Hg y en la cima vale 365 mm Hg. La temperatura atmosférica es de 15.55°C, constante desde el pie hasta la cima. La gravedad local es $g = 9.75$ m/s$^2$. Determine la altura de la montaña.

**6.4** La presión sobre 142 lit/min de aire se incrementa reversiblemente desde 2 068.44 kPa abs., hasta 6 205.32 kPa abs; en tanto que la temperatura permanece constante en 24°C; $\Delta U = 0$. **(a)** Determine $\int pdV$ y $-\int Vdp$. **(b)** Para un proceso sin flujo, evalúe $W$, $Q$, $\Delta H$ y $\Delta S$. **(c)** En el caso de un proceso de flujo constante durante el cual $\Delta K = 5$ kJ/min y $\Delta P = 0$, halle $\int pdV$, $-\int Vdp$, $W$, $\Delta E_f$, $\Delta H$, $Q$ y $\Delta S$.

*Resp.* **(b)** $W = -322.6$ kJ/min, $\Delta S = -1.086$ kJ/K·min.

**6.5** Dióxido de azufre a una temperatura de 204°C ocupa un volumen de 0.3 m$^3$. **(a)** Si el volumen se incrementa a 0.9 m$^3$ en tanto que la presión se mantiene constante (comportamiento de gas ideal), ¿cuál es la temperatura final en K? ¿Y en °C? **(b)** Si el volumen inicial se mantiene constante y la presión se tripli-

ca, ¿cuál es la temperatura final en K? ¿Y en °C?

**6.6** Utilizando el principio de Avogadro, compare las densidades relativas de gases, cada una a la misma presión y temperatura: oxígeno con metano, helio con hidrógeno, xenón con propano.

**6.7** En las condiciones de 2 068.44 kPa abs., y 37.8°C, un volumen de 0.142 $m^3$ de metano tiene una masa total de 1.82 kg. Empleando el principio de Avogadro determine la masa de dióxido de carbono contenida en un tanque de 0.85 $m^3$ a 2 068.44 kPa abs. y 37.8°C.

*Resp.* 30 kg.

**6.8** ¿Que sustancia pesa más, aire seco (sus propiedades se dan en B 1) o aire húmedo (mezcla de aire seco y vapor de agua —aire atmosférico)? *Sugerencia:* Compare la densidad del aire seco con la del vapor de agua (considerado como un gas ideal) a la misma presión y la misma temperatura.

**6.9** Transforme la ecuación de gas ideal $pv = RT$ a las siguientes formas diferenciales:

$$dp/p + dv/v = dT/T$$

$$dp/p - d\rho/\rho = dT/T$$

**6.10** Demuestre que la gráfica de un proceso isotérmico en el plano $pV$ para un gas ideal, debe tener pendiente negativa con una curvatura correspondiente a concavidad hacia arriba.

**6.11** Una fábrica de acero tiene calculado utilizar 17 $m^3$ de $O_2$ para procesar una tonelada métrica de acero. Si este volumen se mide a 101.325 kPa abs. y 21°C, ¿qué masa de $O_2$ se necesita para un horno de 20 000 toneladas métricas por mes?

**6.12** Se planea levantar y mover troncos desde zonas de bosques casi inaccesibles por medio de globos. En los aeróstatos se utilizará helio a la presión atmosférica de 101 325 kPa abs y a la temperatura de 21.1°C. ¿Qué diametro mínimo del globo (suponiendo forma esférica) será necesario para una fuerza total de levantamiento de 20 toneladas métricas?

**6.13** Un tanque $\mathscr{A}$ de 283 lit tiene aire a 689.48 kPa abs. y 37.8°C. Otro tanque $\mathscr{B}$ de 283 lit contiene aire a 6 894.8 kPa abs. y 37.8°C ¿Qué sistema es capaz de producir más trabajo? ¿El producto $pV$ representa energía almacenada en el tanque? Explique.

**6.14** En el caso de un gas ideal, demuestre que la diferencia entre los calores específicos $c_p$ y $c_v$ es simplemente la constante del gas $R$, esto es, $c_p - c_v = R$.

**6.15** La energía interna de un cierto gas ideal está relacionada con su temperatura como $u = RT/2$. Determine la relación de calores específicos $k = c_p/c_v$ para este gas.

**6.16** En el caso de un cierto gas ideal $R = 0.277$ kJ/kg·K y $k = 1.384$. **(a)** ¿Cuáles son los valores de $c_p$ y $c_v$? **(b)** ¿Qué masa de este gas ocuparía un volumen de 0.425 $m^3$ a 517.11 kPa abs. y 26.7°C? **(c)** Si 31.65 kJ se transmiten a este gas a volumen constante en **(b)** ¿cuáles son la temperatura y la presión resultantes?

*Resp.* **(a)** $c_p = 0.9984$ kJ/kg·K, **(b)** 2.647 kg, **(c)** 43.27°C, 545.7 kPa abs.

**6.17** Se forma una mezcla a 689.48 kPa abs. y 37.8°C reuniendo los siguientes gases (cada volumen antes de la mezcla se mide a 689.48 kPa abs. y 37.8°C): 3 moles de $CO_2$, 2 moles de $N_2$, 4.5 moles de $O_2$. Determine las presiones parciales de los componentes después del mezclado.

*Resp.* $PCO_2 = 217.7$ kPa abs.

**6.18** En una mezcla gaseosa de varios componentes, dos de éstos (neón y xenón) se incluyen volumétricamente como 12% y 25%, respectivamente. Si el neón ejerce una presión parcial de 331 kPa abs. determine la presión de la mezcla y la presión parcial del xenón.

**6.19** Una masa de aire de 0.454 kg y una masa desconocida de $CO_2$ ocupa un tanque de 85 lit a 2068.44 kPa abs. Si la presión parcial del $CO_2$ es 344.74 kPa abs. (gas ideal), determine su masa.

*Resp.* 0.138 kg.

**6.20** Demuestre que el coeficiente de Joule-Thomson, $\mu = (dT/dp)_h$ debe ser nulo cuando se aplica a un gas ideal.

**6.21** En condiciones dadas, un cierto gas con un coeficiente de Joule-Thomson de $\mu = -0.03$ experimenta un descenso de presión de 3.45 MPa cuando se le procesa lentamente a través de un tabique poroso adiabático. ¿Cuál es su cambio de temperatura?

**6.22** **(a)** Deduzca la siguiente ecuación en el caso de un cambio de entropía entre dos estados cualesquiera de un gas ideal con calores específicos constantes:

$$s = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1}$$

**(b)** El helio cambia su estado desde 580.06 kPa

abs. y 194 lit hasta 9 459.67 kPa abs. y 28.3 lit ¿Cuál es el valor de $\Delta S$ para 0.2 kgmol?

*Resp.*–4.623 kJ/K.

**6.23** Después de una serie de cambios de estado, la presión y el volumen de 2.268 kg de nitrógeno se duplican. ¿Cuánto vale $\Delta S$?

*Resp.* +2.805 kJ/K.

**6.24** Aire (como gas ideal) experimenta un proceso adiabático de estrangulamiento desde 538.99 kPa abs. hasta 103.42 kPa abs. ¿Cuál es el cambio de entropía específico?

*Resp.* $\Delta S$ = 0.497 kJ/kg·K.

**6.25** Dos recipientes $\mathscr{A}$ y $\mathscr{B}$ de tamaño diferente son conectados por un tubo provisto de una válvula (semejante al aparato de Joule). El recipiente $\mathscr{A}$ contiene 142 lit de aire a 2 767.92 kPa abs. y 93.33°C. En el recipiente $\mathscr{B}$, de volumen desconocido, se tiene aire a 68.95 kPa abs. y 4.44°C. La válvula se abre y cuando las propiedades han sido determinadas se halla que $p_m$ = 1 378.96 kPa abs. y $t_m$ = 43.33°C. **(a)** ¿Cuál es el volumen del recipiente $\mathscr{B}$? **(b)** Calcule el calor y el cambio de entropía. **(c)** ¿Qué trabajo se desarrolla?

**6.26** Dos o más gases ideales separados y que están a la misma presión y temperatura se difunden hasta formar una mezcla uniforme. Demuestre que el cambio neto de entropía es $\Delta S = -R \Sigma_i \eta_i \ln x_i$, donde $x_i$ es la fracción molar el $i$-ésimo componente de la mezcla; $\eta_i$ es el número de moles de $i$.

**6.27** Se desea comparar las características de fuerza de levantamiento de diversos gases de la sección B 1, cuando cada uno se emplea para inflar un globo sometido a la presión atmosférica normal. Se sabe que todos los datos de esta tabla han sido almacenados en la memoria de una computadora. Escriba el programa.

## UNIDADES TECNICAS

**6.28** La temperatura de 4.28 lb de oxígeno que ocupan 8 pie$^3$, varía de 110°F a 200°F, en tanto que la presión permanece constante a 115 psia. Determine **(a)** el volumen final y **(b)** el cambio de densidad expresado como porcentaje en la densidad inicial. **(c)** Si ahora varía la presión, pero el volumen es constante, determine la presión final si la temperatura absoluta se cuadruplica.

*Resp.***(a)** 9.26 pie$^3$, **(b)** –13.61%, **(c)** 460 psia.

**6.29** Un neumático de automóvil contiene un cierto volumen de aire a 30 psig y 70°F. La presión barométrica es de 29.50 plg Hg. Si, debido a las condiciones de marcha, la temperatura del aire en el neumático sube a 160°F, ¿cuál será la presión manométrica? Suponga que el aire es un gas ideal y que el neumático no se deforma. *Resp.* 37.5 psig.

**6.30** Considere que en el neumático del problema **6.29** inicialmente hay 0.25 lb de aire y cuenta con una válvula automática que descarga aire cuando la presión excede de 34 psig. En ciertas condiciones, la temperatura de estado estable será de 180°F. **(a)** ¿Qué cantidad de aire ha escapado? **(b)** ¿Cuál es la presión del neumático cuando el aire restante regresa a 70°F?

**6.31** A la presión atmosférica y 17°C, la densidad aproximada de hidrógeno es $\rho$ = 0.08479 kg/m$^3$; a $t$ = 0°C, $\rho$ = 0.09008 kg/m$^3$. A partir de estos datos calcule el punto cero absoluto aproximado en la escala Fahrenheit.

**6.32** Suponga que 10 pie$^3$/min ($m$ = 0.988 lb/min) de hidrógeno en principio a $p_1$ = 400 psia, $t_1$ = 300°F se enfrían a volumen constante hasta 120°F, en forma interiormente reversible. **(a)** Evalúe las integrales $\int pdV$ y $-\int Vdp$. **(b)** En el caso de un proceso sin flujo determine $p_2$, $\Delta U$, $\Delta H$, $Q$ y $\Delta S$. **(c)** Resuelva la parte **(b)** si el proceso es con flujo constante con $\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = 0.

*Resp.* **(a)** 0, +176 Btu/min, **(b)** $p_2$ = 305 psia $\Delta H$ = –610 Btu/min, $Q$ = –434 Btu/min, $\Delta S$ = –0.649 Btu/min·°R, **(c)** $W$ = 176 Btu/min.

**6.33** Igual que el problema **6.32** excepto que el proceso ocurre a presión constante hasta 120°F.

**6.34** **(a)** Suponiendo que todos los gases a 1 atm y 0°C ocupan el volumen molar estándar de 10.16 m$^3$, determine las densidades de los siguientes gases a 1 atm, 0°C: xenón, argón, mercurio, ozono, aire. **(b)** Para este estado, compare cada una de las densidades de los primeros cuatro gases con la del último, el aire.

**6.35** **(a)** ¿Cuál es el volumen específico de un gas a 180 psia y 90°F cuando su densidad es 0.0446 lb/pie$^3$ a 14.7 psia y 32°F? **(b)** Determine su constante de gas y obtenga aproximadamente la masa molecular.

*Resp.* **(a)** 2.05 pie$^3$/lb, **(b)** 95.5, 16.

**6.36** Un globo, considerado esférico, tiene 30 pies de diámetro. El aire circundante está a 60°F y en el barómetro se lee 29.60 plg Hg. ¿Qué carga total podrá levantar el globo si se llena con **(a)** hidrógeno a 70°F y presión atmos-

férica, **(b)** helio a 70°F y presión atmosférica? **(c)** El helio es casi dos veces más pesado que el hidrógeno. ¿Producirá la mitad de la fuerza de levantamiento que el hidrógeno?

*Resp.* **(a)** 997.1 lb, **(b)** 925.2 lb.

**6.37** Se han retirado 5.66 $m^3$ de aire a 1.06 $kgf/cm^2$ abs. y 32°C, de un tanque de 50 $pie^3$ (1.415 $m^3$) que contenía inicialmente aire a 7.04 $kgf/cm^2$ abs. y 60°C. ¿Cuál es la presión restante del aire que queda en el tanque si su temperatura es de 54°C?

**6.38** Dos esferas, cada una de 6 pies de diámetro, están conectadas por un tubo en el cual existe una válvula. En cada tanque esférico hay helio a una temperatura de 80°F. Estando la válvula cerrada, una esfera contiene 3.75 lb y la otra 1.25 lb de helio. Después de que la válvula ha sido abierta y ha transcurrido un tiempo suficiente para alcanzar el equilibrio, ¿cuál es la presión común en las esferas si no hay pérdida o ganancia de energía? *Resp.* 32 psia.

**6.39** Igual que el problema **6.38** excepto que las esferas contienen hidrógeno.

**6.40** Un recipiente cerrado $A$ contiene 3 $pie^3$ ($V_A$) de aire a $p_A = 500$ psia y una temperatura de $t_A = 120$°F. Este tanque está conectado a otro, $B$ en el que hay un volumen desconocido de aire de $V_B$ a 15 psia y 50°F. Después de que la válvula que separa los dos recipientes es abierta, la presión y la temperatura constantes son $p_m = 200$ psia y $t_m = 70$°F, respectivamente. ¿Cuál es el volumen $V_B$? *Resp.* 4.17 $pie^3$.

**6.41** Un sistema consiste en dos recipientes $A$ y $B$ con una válvula de conexión. El $A$ contiene 15 $pie^3$ de nitrógeno a 220 psia y 110°F. En el $B$ hay 2 lb de nitrógeno a 80 psia y 60°F. Después de que se abre la válvula, la temperatura de equilibrio resultante es de 90°F. ¿Cuál es la presión final $p_m$? *Resp.* 180.5 psia.

**6.42** Calcule los valores de $c_p$, $k$ y los calores específicos molares $C_v$ y $C_p$ de ciertos gases que tienen valores de $R$ en pie·lbf/lb·°R y $c_v$ en Btu/lb·°R, como sigue: **(a)** $R = 60$, $c_v = 0.2$; **(b)** $R = 400$, $c_v = 0.76$; **(c)** $R = 250$, $c_v = 0.42$.

*Resp.* **(a)** $c_p$: 0.277 Btu/lb·°R, 7.13 Btu/lbmol·°R; $k = 1.385$.

**6.43** Un gas desconocido a $p_1 = 95$ psia y $V_1 = 4$ $pie^3$ experimenta un proceso para $p_2 = 15$ psia y $V_2 = 16.56$ $pie^3$, durante el cual la entalpia disminuye en 83 Btu; $c_v = 0.1573$ Btu/lb·°R. Determine **(a)** $c_p$, **(b)** $R$ y **(c)** $\Delta U$.

*Resp.* **(a)** 0.223 Btu/lb·°R, **(b)** 51.1, **(c)** −58.6 Btu.

**6.44** Un gas inicialmente a $p_1 = 120$ psia (8.4 $kgf/cm^2$ abs.) y $V_1 = 9.87$ $pie^3$ (0.278 $m^3$) cambia de estado hasta un punto donde $p_2 = 40$ psia (2.8 $kgf/cm^2$ abs.) y $V_2 = 23.4$ $pie^3$ (0.6622 $m^3$), durante el cual la energía interna disminuye en 116.6 Btu (29.38 kcal); $c_p = 0.24$ kcal/kg·K. Determine **(a)** $c_v$ **(b)** $R$, **(c)** $\Delta H$.

**6.45** Suponga que 4 lb de un cierto gas con $R = 43.9$ kgf·m/kg·K experimenta un proceso que resulta en los siguientes cambios: $\Delta U = 348$ kcal, $\Delta H = 523$ kcal. Determine **(a)** $k$, $c_v$, $c_p$; **(b)** el cambio de temperatura. **(c)** Si el proceso hubiera sido interiormente reversible con $p = C$, evalúe $Q$, $W$, $\int pdV$, $-\int Vdp$ para procesos sin flujo y con flujo constante ($\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$).

**6.46** En el caso de un cierto gas ideal, $R = 77.8$ pie·lbf/lb·°R y $c_p = 0.2 + 0.0002T$ Btu/lb·°R. Se calienta dicho gas desde 40°F hasta 140°F. Para una masa de 1 lb, obtenga **(a)** el cambio de energía interna, **(b)** el cambio de entalpia, **(c)** el cambio de entropía si el calentamiento es a volumen constante, **(d)** el cambio de entropía si el calentamiento es a presión constante, y **(e)** el valor de $k$ a 140°F.

*Resp.* **(a)** 21 Btu/lb, **(d)** 0.0565 Btu/lb·°R, **(e)** 1.455.

**6.47** Las presiones parciales de una mezcla gaseosa de cuatro componentes (CO, $CH_4$, $N_2$, A) a 32° C son respectivamente: 0.5, 1.5, 1.2 $kgf/cm^2$ abs. Halle la presión y la composición volumétrica de la mezcla.

**6.48** Cuando 5 kg de hidrógeno inicialmente a 27°C y que ocupan 0.17 $m^3$, experimentan un cambio de estado hasta 66°C, se observa un incremento de entropía de 3.64 kcal/K. Determine el volumen total final.

**6.49** Una masa de gas helio cambia su estado desde 85 psia, 272°R y 6.86 $pie^3$ hasta 1 372 psia, 0.425 $pie^3$. En el caso de 0.2 lbmol, determine el cambio de entropía y la entropía absoluta final. Vea la tabla III.

*Resp.* −1.10, 3.552 Btu/°R.

**6.50** Si 2 lb de un cierto gas, para el cual $c_v = 0.1751$ y $c_p = 0.202$ Btu/lb·°R son estranguladas adiabáticamente desde un volumen inicial de 4 $pie^3$ hasta que su aumento de entropía es de 0.189 Btu/°R, ¿cuál es su volumen final?

*Resp.* $V_2 = 134.2$ $pie^3$.

**6.51** El aumento de entropía de 1 kg de hidrógeno es 0.125 kcal/kg·K cuando se estrangula en forma adiabática desde una presión de 14.1 $kgf/cm^2$ abs. ¿Cuál es la presión final?

**6.52** La presión y la temperatura absoluta de 1 kg de argón se triplican a partir de 1 atm y 25°C. ¿Cuál es la entropía absoluta final? Utilice la tabla III.

**6.53** **(a)** Si 1 lb de aire a 80°F y que ocupa 6 pie$^3$, cambia de estado hasta que la temperatura es de 150°F y el volumen es 10 pie$^3$, determine $\Delta S$. **(b)** Una masa de 10 pie$^3$ de aire a 60°F y 25 psia cambia de estado a $p_2 = 100$ psia y $V_2 = 8$ pie$^3$. Evalúe $\Delta S$. **(c)** Una masa también de 10 pie$^3$ de aire a 150 psig y 40°F pasa por una serie de cambios de estado hasta que $t_2 = 140$°F y $p_2 = 300$ psig. Calcule $\Delta S$.

*Resp.* **(a)** 0.0557, **(b)** 0.266, **(c)** −0.00522 Btu/°R.

**6.54** Suponga que 1 kg de aire experimenta un cambio de estado desde 1 atm, 311 K hasta 533 K, en forma ideal sin fricción y sin cambios de entropía. Utilice la sección B 2 y halle **(a)** $\Delta U$, **(b)** $\Delta H$, **(c)** la presión final, **(d)** la razón de volúmenes $V_1/V_2$.

**6.55** Se expanden 1.5 lbmol de CO desde 60 psia, 800°R hasta 15 psia, 800°R. Emplee B 4 y obtenga el cambio de entropía. ¿Son relevantes los valores de $p_r$ y $v_r$ en este problema? ¿Por qué?

*Resp.* 4.13 Btu/°R.

**6.56** Se comprimen 60 lb/seg de $N_2$ desde 140°F, sin cambio de entropía; la relación de volúmenes es $V_1/V_2 = 5$. Si el proceso es reversible de flujo constante, en el que $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$, utilice B 6 y calcule **(a)** $T_2$, **(b)** la relación $p_2/p_1$. **(c)** $\Delta(pV)$, **(d)** el trabajo.

*Resp.* **(a)** 1 128°R, **(b)** 9.41, **(c)** 2 160 Btu/seg, **(d)** −7 910 Btu/seg.

**6.57** Considere que una masa de 4 mol de $O_2$ experimenta un proceso de enfriamiento desde 1 atm, 1078 K hasta 1 atm, 478 K. **(a)** Determine $\Delta S$. **(b)** Si el sistema es de tipo cerrado, halle $Q$ y $W$. Haga uso de la sección B 7.

**6.58** Una turbina de gas comprime 100 lb/seg. de aire desde 1 atm y 40°F, pasando por un intervalo de presión para el que $p_2/p_1 = 10$; el proceso de flujo constante es sin fricción y sin cambio de entropía. Utilice B 2 y determine **(a)** $T_2$, **(b)** $\Delta H$, **(c)** $\Delta U$, **(d)** el cambio en energía de flujo, (e) $W$, si $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$.

*Resp.* **(a)** 960°R, **(b)** 11 158, **(c)** 8 006, **(d)** 3 152, **(e)** −11 158 Btu/seg.

# 7

# PROCESOS EN LOS FLUIDOS

## 7.1 INTRODUCCION

De la infinita variedad de procesos presentaremos algunos cuantos, definidos por lo general como interiormente reversibles (cuasiestáticos, si son sin flujo). Los procesos reversibles son los prototipos ideales a los que tienden los procesos reales, o bien, a los que se desearía que tendieran algunos procesos reales.

Es conveniente adquirir el hábito de esquematizar cada proceso simple en los planos $pV$ y $TS$; esto proporcionará la aptitud para atacar posteriormente problemas más complejos. Resuelva cada problema utilizando los diagramas, tablas y relaciones termodinámicas apropiados; recuerde que $pv = RT$ y sus muchas variantes sólo pueden aplicarse en el caso de gases y vapores de baja densidad.

Se deben considerar en este capítulo detalles respecto de procesos como ejemplos de la aplicación de las ideas básicas presentadas en capítulos anteriores. Observemos las expresiones y definiciones; por ejemplo, el adjetivo "isométrico" implica reversibilidad *únicamente*, en tanto que "a volumen constante" podría significar reversibilidad o irreversibilidad. Note cómo el proceso de comprensión se inicia con las ecuaciones de energía básicas seguidas por un diagrama de energía y luego se pasa a los diagramas $pV$ y $TS$. Las definiciones y las leyes de conservación son muy importantes; trátese de relacionar éstas con el proceso definido. Por todos los medios evite el memorizar todas las ecuaciones de los procesos. Quizás un procedimiento conveniente sería elaborar una guía personal de referencia a medida que se estudia este capítulo, señalando las leyes y ecuaciones que se mencionan y, al final, se descubrirá la armoniosa congruencia de todo.

Por último, se estudiarán fluidos de todas clases en sistemas cerrados (sin flujo) y sistemas abiertos. Advierta todas las formas en las que se puede atacar cada problema.

## 7.2 PROCESOS ISOMETRICOS

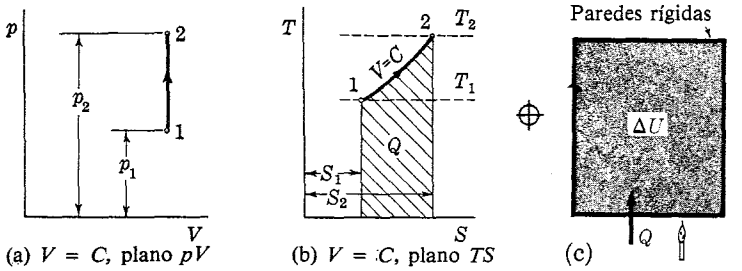
Consideremos un proceso isométrico (o isocórico, o a volumen constante) que es interiormente reversible (cuasiestático, si es sin flujo), en el que interviene una sustancia pura, figura 7/1(c). En el caso de un sistema cerrado sin flujo $v = c$, $dQ = du + dW_n$ y $dW_n = p\,dv = 0$; por consiguiente, $Q = \Delta U$. La ecuación de calor específico (2-22) también da $Q = \int c_v\,dT$. Si se consideran variedades de energía almacenada distintas de la molecular, entonces

**(a)** $$dQ = dE \quad \text{o bien} \quad Q = E_2 - E_1$$

donde $E = U + P + K$. En un proceso isométrico de flujo constante y estado estable (por ejemplo, con un fluido incomprensible), ecuación (4-9A), $Q = \Delta U + \Delta E_f + \Delta K + \Delta P + W_{sf}$ se reduce a ($sf$ indica *steady flow* = flujo constante)

**(b)** $$W_{sf} = -(\Delta E_f + \Delta K + \Delta P)$$

porque con $Q = \Delta U$ estos términos se cancelan. Es importante observar aquí que el calor $Q$ es independiente de si existe flujo o no, en el caso de un proceso dado. Una vez que se ha establecido el proceso y fijado los puntos extremos del mismo, $Q$ es constante para un fluido dado, independientemente de si hay flujo o no.




(a) $V = C$, plano $pV$ (b) $V = C$, plano $TS$ (c)

**Fig. 7/1.** *Proceso isométrico reversible.* En el plano $pV$ no hay área bajo 1-2; asimismo, $\int p\, dV = 0$.

En el caso de un gas ideal entre dos estados cualesquiera se observa que $\Delta u = \int c_v\, dT$; pero $Q = \Delta u$ sólo para el proceso isométrico cuasiestático.

La ecuación del proceso en el plano $pV$ (o bien, $pv$) es $V = c$ (o bien, $v = c$), figura 7/1(a). Integrando $ds = dQ/T = c_v\, dT/T$, con $c_v$ constante, se obtiene

**(c)** $$s = c_v \ln T + C$$

donde $C$ es una constante de integración y **(c)** la ecuación de una curva isométrica en el plano $Ts$ cuando el calor específico permanece igual.

Si se tiene un vapor sobrecalentado (punto de estado 1) que se enfría a volumen constante hasta que parte de él se condensa, los croquis en los planos $pV$ y $TS$ deben mostrar las líneas de líquido y vapor saturados; ver la figura 7/2. En la resolución de problemas con frecuencia es necesario emplear la relación definitoria del proceso, en este caso

**(d)** $$v_1 = v_2 = (v_g - y_2 v_{fg})_2 = (v_f + x_2 v_{fg})_2$$

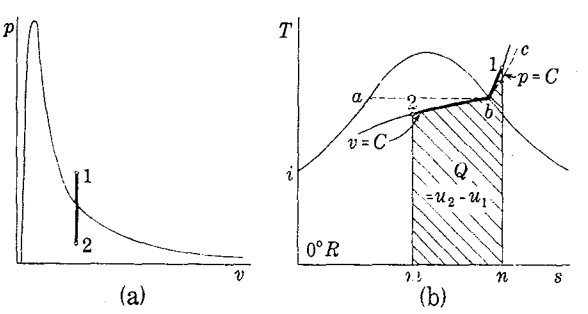



**Fig. 7/2.** *Proceso a volumen constante, reversible (isómetrico).* El área $m$-2-1-$n$ representa calor y también $\Delta u$ en este proceso. La línea punteada $abc$ es de presión constante.

Mediante esta ecuación se puede hallar la calidad $x_2$, obteniendo $v_1$ de una tabla de vapor. Conociendo esta calidad y una propiedad adicional, se determinan otras propiedades del vapor en 2. Puesto que el valor de $\int p\,dV$ es cero, el calor será

**(e)** $$Q = \Delta u = u_2 - u_1 = \left(h_2 - \frac{p_2 v_2}{J}\right) - \left(h_1 - \frac{p_1 v_1}{J}\right)$$

### 7.3 Ejemplo—Proceso isométrico (reversible)

Una masa de 1 lb (0.45 kg) de fluido a 15 psia (1.05 kgf/cm$^2$ abs.), 300°F (149°C) se calienta reversiblemente [$v = C$ hasta que su temperatura es 600°F (316°C)]; ver figura 7/1. Determinar $p_2$, $Q$, $W$, $\Delta h$ y $\Delta s$ si **(a)** el proceso es sin flujo y el fluido es (1) aire, considerado como gas ideal, o bien, (2) agua; asimismo, resuelva el problema si el proceso es **(b)** de estado estable y flujo constante con $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$ y el fluido es (1) aire, gas ideal o bien, (2) agua.

**Solución.** (a), (1) El aire como gas ideal (sin flujo): de $pv = RT$ con $v = c$

$$p_2 = p_1(T_2/T_1) = (15)(1\,060/760) = 20.92 \text{ psia} = 1.47 \text{ kgf/cm}^2 \text{ abs.}$$

De B 1:

$$Q = \Delta u = c_v(T_2 - T_1) = (0.1714)(1\,060 - 760) = 51.42 \text{ Btu/lb} = 28.56 \text{ kcal/kg}$$

De las *Tablas de Gas:*

$$Q = \Delta u = (183.29 - 129.99) = 53.30 \text{ Btu/lb} = 29.61 \text{ kcal/kg}$$

$$W_n = \int p\,dv = 0 \qquad dv = 0$$

De B 1:

$$\Delta h = c_p(T_2 - T_1) = 0.24\,(1\,060 - 760) = 72 \text{ Btu/lb} = 40 \text{ kcal/kg}$$

De las *Tablas de Gas:*

$$\Delta h = (h_2 - h_1) = (255.96 - 182.08) = 73.88 \text{ Btu/lb} = 41.04 \text{ kcal/kg}$$

De B 1:

$$\Delta s = \int_{\text{rev}} dQ/T = c_v \int dT/T = c_v \ln T_2/T_1$$

$$= 0.1714 \ln 1\,060/760 = 0.0570 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R} = 0.0570 \text{ kcal/kg}\cdot\text{K}$$

De las *Tablas de Gas:*

$$\Delta s = \Delta\phi - R \ln p_2/p_1$$

$$= (0.76496 - 0.68312) - (53.34/778) \ln 20.92/15 = 0.059 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R} = 0.059 \text{ kcal/kg}\cdot\text{K}$$

Solución para **(a)** (2). Agua (sin flujo): Utilizando B 15, en el estado 1, se tiene:

$$v_1 = 29.899 \text{ pies}^3\text{/lb} \qquad h_1 = 1\,192.5 \text{ Btu/lb} \qquad s_1 = 1.8134 \text{ Btu/lb} \cdot {}^\circ\text{R}$$

Para el estado 2, $v_2 = v_1 = 29.899$, $t_2 = 600$°F. Interpolando en B 15 se obtiene

$$p_2 = 21.24 \qquad h_2 = 1\,334.8 \qquad s_2 = 1.9335$$

$$\Delta h = h_2 - h_1 = 1\,334.8 - 1\,192.5 = 142.3 \text{ Btu/lb}$$

$$\Delta s = 1.9335 - 1.8134 = 0.1201 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R}$$

$$\Delta u = \Delta h - \Delta pv = 142.3 - (29.899)(144/778)\,(21.24 - 15) = 107.8 \text{ Btu/lb}$$

$$Q = \Delta u = 107.8 \text{ Btu/lb} \qquad W_n = 0$$

O sea, $p_2 = 1.49\,\text{kgf/cm}^2$ abs., $\Delta h = 79.05$ kcal/kg, $\Delta s = 0.1201$ kcal/kg·K, $Q = 59.9$ kcal/kg, $W_n = 0$.

Solución para **(b)**(1). Estado estable y flujo constante ($\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$), aire: De **(a)** (1), $p_2 = 20.92$ psia, $Q_{sf} = Q_n = 51.42$ Btu/lb (por las tablas, 53.30).

$$\Delta s = 0.0570 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R (por tablas, 0.0590)} \quad \Delta h = 72 \text{ Btu/lb (por tablas, 73.88)}$$

$$W_{sf} = -\int v\,dp = -v(p_2 - p_1) = -R(T_2 - T_1)$$

$$= -(53.34/778)(1\,060 - 760) = -20.56 \text{ Btu/lb}$$

también

$$W_{sf} = -(\Delta E_f + \Delta P + \Delta K) = -\Delta E_f = -\Delta pv$$

$$= -(\Delta h - \Delta u) = -(72 - 51.42) = -20.58 \text{ Btu/lb}$$

Es decir, $p_2 = 1.47\,\text{kgf/cm}^2$ abs., $\Delta h = 40$ kcal/kg, $\Delta s = 0.0570$ kcal/kg·K, $Q_{sf} = 28.56$ kcal/kg y $W_{sf} = -11.42$ kcal/kg.

Solución para **(b)**(2). Estado estable, y flujo constante ($\Delta p = 0$, $\Delta K = 0$), agua: De **(a)**(2), $p_2 = 21.24$ psia, $Q_{sf} = Q_n = 107.8$ Btu/lb.

$$\Delta s = 0.1201 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R} \qquad \Delta h = 142.3 \text{ Btu/lb} \qquad \Delta u = 107.8 \text{ Btu/lb}$$

$$W_{sf} = -(\Delta E_f + \Delta P + \Delta K) = -\Delta E_f = -\Delta pv$$

$$= -(\Delta h - \Delta u) = -(142.3 - 107.8) = -34.5 \text{ Btu/lb}$$

O sea, $p_2 = 1.49\,\text{kgf/cm}^2$ abs., $\Delta h = 79.05$ kcal/kg, $\Delta s = 0.1201$ kcal/kg·K, $Q_{sf} = 59.88$ kcal/kg, $W_{sf} = -19.16$ kcal/kg.

### 7.4 Ejemplo—Proceso a volumen constante, irreversible

Un recipiente de 10 pies$^3$ con hidrógeno a una presión de 305 psia es agitado vigorosamente por paletas, figura 7/3, hasta que la presión llega a 400 psia. Determinar (a) el cambio de energía interna, (b) el trabajo, (c) el calor y (d) el cambio de entropía de 1 lb del sistema. El sistema es el hidrógeno del tanque, el cual tiene un revestimiento adiabático. Considerar constantes los calores específicos.

**Solución.** (a) Como este proceso es irreversible y de volumen constante, no es de esperar que el sistema suministre la misma cantidad de trabajo de agitación que la que recibe. Es bien sabido que $\Delta U = m\int c_v\,dT$ para cualquier proceso de un gas ideal; $\Delta U = mc_v\,\Delta T$ para $c_v$ constante, pero desconocemos las temperaturas. Por consiguiente, se eliminan las temperaturas con $pV = mRT$ y queda

**(a)**
$$\Delta U = \frac{c_v V}{R}(p_2 - p_1) = \frac{(2.434)(10)}{766.54}(400 - 305)(144)$$

o bien, $\Delta U = 434$ Btu, donde $c_v$ y $R$ se han tomado de B 1 y se recuerda (144) en que $p$ debe estar en libras por pie$^2$.

(b) Aunque $\int p\,dV = 0$ debido a que $dV = 0$, el trabajo no es cero; $W = \int p\,dV$ sólo para un proceso reversible sin flujo, en un sistema que tiene una frontera móvil. Puesto que las paredes no permiten flujo de calor, la ecuación de energía para flujo cero es

**(b)**
$$Q = \Delta U + W = 0 \quad \text{o bien,} \quad W = -\Delta U$$

o sea, $W = -434$ Btu, donde el signo menos indica que el trabajo es efectuado *sobre* el sistema.

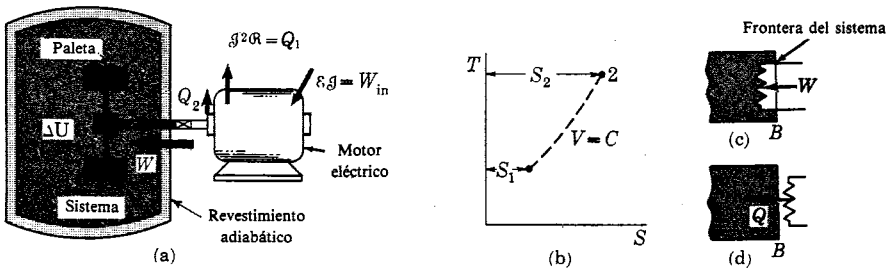



**Fig. 7/3.** *Proceso a volumen constante, irreversible.* El área bajo la curva en (b) no representa calor para la disposición en (a), donde no hay calor; además las localizaciones exactas de los puntos intermedios entre 1 y 2 son desconocidos en el caso de un proceso irreversible. En (c) y (d), se utiliza energía eléctrica en las bobinas de resistencia en lugar de para impulsar un agitador. Si en (c) la frontera del sistema se toma en *B*, la energía que la cruza es de forma eléctrica, equivalente al trabajo. Por otra parte, si en (c) el gas se considera como el sistema, con una frontera irregular que excluye a la bobina, la energía que entra al gas es calor que proviene de la bobina, como sucede también en (d), con una frontera en *B*. Si el motor es el sistema: $\mathcal{E}_b\mathcal{I}$ es la entrada de energía eléctrica $Q_1 = \mathcal{I}^2\mathcal{R}$ es la pérdida de electricidad en los devanados, $Q_2$ es la pérdida de energía en cojinetes, etc.

NOTA: Si se ha de utilizar electricidad en el motor para hacer que fluya trabajo al sistema, la figura 7/3 muestra la forma más difícil: impulsar una rueda de paletas. El modo más fácil sería instalar una bobina de resistencia eléctrica dentro del sistema y suministrar electricidad directamente, empleando el efecto de Joule $\mathcal{I}^2 r$ para cambiar el estado. Pero obsérvese que en este caso la energía eléctrica que *cruza la frontera* se ajusta a la definición general de trabajo. Evidentemente, el *cambio de estado especificado* en este problema se puede efectuar en su totalidad mediante calor, enteramente por medio de trabajo, o bien, parte por calor y parte por trabajo, en cualesquiera proporciones.

(c) El calor $Q$ es igual a 0 por el enunciado del problema.

(d) En el caso de un proceso reversible, $\Delta s = \int dQ/T]_{\text{rev.}}$ y en este proceso, $Q = 0$. Puesto que la entropía es una función de punto, podemos calcular su cambio a lo largo de una trayectoria reversible cualquiera, por ejemplo, una isométrica entre 1 y 2. Por lo tanto, de $ds = c_v\, dT/T$, o bien, de la ecuación (6-12),

$$\textbf{(c)} \qquad \Delta s = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} = 2.434 \ln \frac{400}{305} = 0.659 \text{ Btu/lb} \cdot {}^\circ\text{R}$$

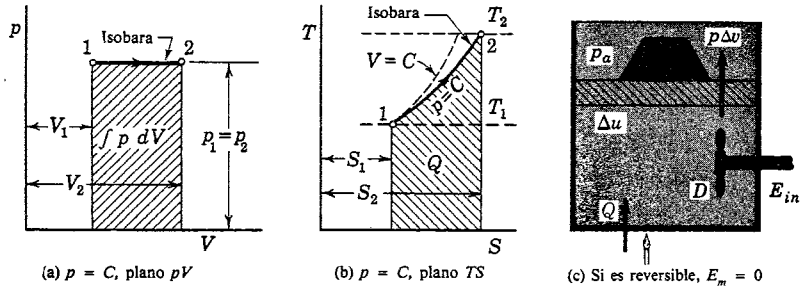
en la cual se utilizó la ley de Charles, $T_2/T_1 = p_2/p_1$. El signo es positivo; la entropía aumenta. No se dan datos suficientes para determinar la masa total y el cambio total de entropía.

## 7.5 PROCESO ISOBARICO

Un *proceso isobárico* es un proceso interiormente reversible (cuasiestático, si no hay flujo) de una sustancia pura, durante el cual la presión permanece constante. Si el sistema es

$$\textbf{(a)} \qquad \int p\, dv = p \int dv = p\Delta v = p_2v_2 - p_1v_1 = \Delta(pv) \quad \text{y} \quad -\int v\, dp = 0$$

cerrado, figura 7/4, $dQ = dE_s + dW$. Considerando sólo energía almacenada molecular, $dQ = du + dW$.




(a) $p = C$, plano $pV$ (b) $p = C$, plano $TS$ (c) Si es reversible, $E_m = 0$

**Fig. 7/4.** *Proceso isobárico.* Obsérvese que el área rayada en la figura (a) es $W_n = p(V_2 - V_1)$, el trabajo para un proceso reversible sin flujo, que es el resultado obtenido de $\int p\,dV$. El área bajo una curva en el plano $pV$ correspondiente a un proceso irreversible es $\int p\,dV$, pero esta integral no da entonces el trabajo.

Si el proceso es reversible y sin flujo, el trabajo será $W_n = \int p\,dv = p\,\Delta v$. En el caso de un proceso interiormente reversible con $p = C$, se tiene que $Q = \int c_p\,dT$, que es también $\Delta h$; asimismo, $\Delta h_p = \int c_p\,dT$. Si el sistema es abierto, o sea, un volumen de control con flujo constante, la ecuación (4-9C) será (debido a que $dQ = dh$)

**(b)** $$W_{sf} = -(\Delta K + \Delta P)$$

lo que también se evidencia a partir de la ecuación (4-16).

Si el sistema es un *gas ideal*, la ley de Charles, $V_2/V_1 = v_2/v_1 = T_2/T_1$, puede ser útil, así como $pv = RT$. Entre dos estados de gas ideal *cualesquiera*, $\Delta h = \int c_p\,dT$, y para $c_p$ constante, $\Delta h = c_p\,\Delta T$; también, $Q = \Delta h$ para el proceso isobárico sin flujo.

La curva $p = C$ se llama ***isobara*** y su ecuación en el plano $pv$ (o bien, $pV$) es $p = \text{const.}$, ver la figura 7/4(a). Para obtener la ecuación en el plano $Ts$, se integra $ds = c_p\,dT/T$ y se determina, para $c_p$ constante.

**(c)** $$s = c_p \ln T + C$$

donde $C$ es una constante de integración. Trazadas en el plano $Ts$, una curva $v = C$ y una curva $p = C$ parecen iguales, pero como el área bajo la isobara $\int c_p dT$ debe ser mayor que el área bajo una curva isométrica $\int c_v dT$ entre dos temperaturas particulares, la curva $v = C$ tiene mayor pendiente que la curva $p = C$ *en un punto de estado particular.*

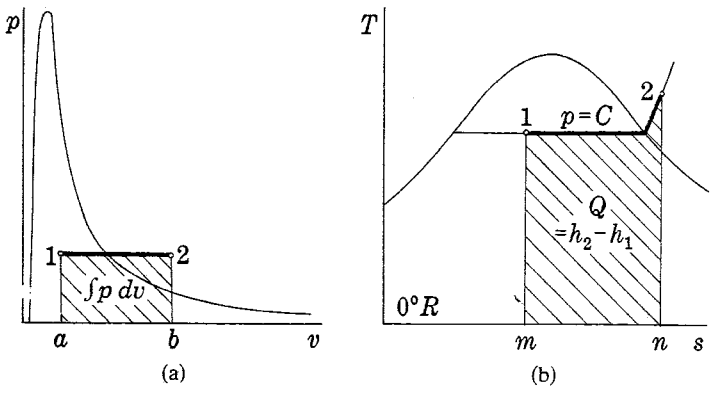



**Fig. 7/5.** *Proceso a presión constante, reversible (isobárico).* El área *a*-1-2-*b* en (a) representa trabajo. El área *m*-1-2-*n* en (b) representa calor.

Si el sistema es un vapor cuyo punto de estado atraviesa la línea de vapor saturado,

tenemos que recordar algunas diferencias que se reflejarán en los trazos de los planos $pV$ y $TS$ (en comparación con los correspondientes a $p = C$ en el caso de un gas ideal); ver figura 7/5.

Suponga ahora que el punto 1 está en la región de vapor húmedo y el punto 2 se halla en la región de vapor sobrecalentado, ver figura 7/5. Siendo conocida la presión, un punto en la región húmeda comúnmente se define dando la calidad $x$ o la humedad $y$. (El estado 1 se podría especificar también dando la entropía o la energía interna). En forma semejante, el estado 2 en la región de sobrecalentamiento, por lo general, pero no necesariamente, se define dando su temperatura y su presión. El trabajo de un proceso reversible sin flujo a $p = C$ es

**(a)** $$\int p\, dv = p(v_2 - v_1) \text{ vapor; en kgf·m/kg}$$

donde $v_1 = (v_g - y_1 v_{fg})_1 = (v_f + x_1 v_{fg})_1$; el volumen específico $v_2$ del vapor sobrecalentado se obtiene directamente de las tablas de sobrecalentamiento. El calor es

**(b)** $$Q = h_2 - h_1 \text{ kcal/kg (p. ej. en kcal/kg)}$$

[CON FLUJO O SIN FLUJO, $p = C$ (ENTALPIAS DE ESTAGNACION)]

como para cualquier proceso $p = C$, donde $h_2$ se extrae de las tablas de vapor sobrecalentado en el caso de la figura 7/5, y $h_1$ se determina a partir de $h_1 = (h_f + x_1 h_{fg})_1 = (h_g - y_1 h_{fg})_1$.

### 7.6 Ejemplo—Proceso isobárico, gas ideal

Un gas ideal con $R = 386$ pies·lbf/lb·°R $= 212$ kgf·m/kg·K y para un valor constante de $k = 1.659$, experimenta un proceso reversible $p = c$ durante el cual se agregan 500 Btu (126 kcal) a 5 lb (2.27 kg) de gas; la temperatura inicial es $t_1 = 100$°F (38°C). Hallar $t_2$, $W_n$, $W_{sf}$ ($\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$), $\Delta S$.

**Solución.** El calor específico $c_p$ se calcula de la ecuación (6-8)

$$c_p = \text{kR/J}(k - 1) = \frac{(1.659)(386)}{778(1.659 - 1)} = 1.25 \text{ Btu/lb} - \text{°R}$$

Ahora $Q = 500 = \Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$

$$T_2 = \frac{Q}{mc_p} + T_1 = \frac{500}{(5)(1.25)} + 560 = 640\text{°R}$$

$$W_n = \int p\, dV = p(V_2 - V_1) = mR(T_2 - T_1)$$

$$= (5)(386/778)(640 - 560) = 198.5 \text{ Btu}$$

$$W_{sf} = -\int V\, dp = 0 \qquad \Delta P = 0,\ \Delta K = 0,\ dp = 0$$

$$\Delta S = \int dQ/T = mc_p \ln T_2/T_1$$

$$= (5)(1.25) \ln 650/560 = 0.8346 \text{ Btu/°R}$$

O sea, $T_2 = 82$°C, $W_n = 50$ kcal y $\Delta S = 0.3786$ kcal/K.

### 7.7 Ejemplo—Proceso isobárico, vapor

Si 2 lb (a 908 kg) de vapor de freón (F 12) a 100 psia (7 kgf/cm$^2$ abs.), 150°F (66°C) se enfrían reversiblemente hasta que el vapor queda saturado, hallar las propiedades en el diagrama $ph$ (sección B 35) y determinar $t_2$, $\Delta H$, $\Delta V$, $W_n$, $W_{sf}$ ($\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$); $Q$. Ver la figura 7/6.

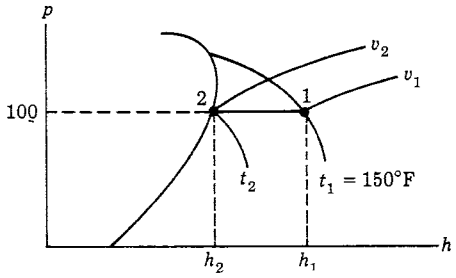



**Fig. 7/6.** *Esquema en el plano ph en el caso de Freón 12.*

**Solución.** De B 35 (croquis) se obtienen estos valores: $t_2 = 81°F$, $h_1 = 97.2$, $h_2 = 85.4$ Btu/lb, $v_1 = 0.49$, $v_2 = 0.41$ pie$^3$/lb.

$$\Delta H = m\,\Delta h = 2(85.4 - 97.2) = -23.6 \text{ Btu}$$

$$\Delta V = m\,\Delta v = 2(0.41 - 0.49) = -0.16 \text{ pie}^2$$

$$W_n = \int p dV = p(\Delta V) = (100)(144/778)(-0.16) = -2.96 \text{ Btu}$$

$$W_{sf} = -\int V dp = 0 \qquad (\Delta P = 0,\ \Delta K = 0,\ dp = 0)$$

$$Q_n = Q_{sf} = \Delta H = -23.6 \text{ Btu}$$

O sea, $t_2 = 27°C$, $\Delta H = -5.9$ kcal, $\Delta V = -0.0045$ m$^3$, $W_n = -0.75$ kcal, $Q_n = -5.95$ kcal.

## 7.8 Ejemplo—Proceso a presión constante

Un sistema aislado de oxígeno se halla en un estado inicial de 50 psia (3.5 kgf/cm$^2$ abs.), 2 pies$^3$ (0.057 m$^3$) y 140°F (60°C). La presión del medio circundante es $p_a = 14.7$ psia (1.033 kgf/cm$^2$ abs.). Se efectúa trabajo de agitación $W_p$ sobre el sistema hasta que $t_2 = 260°F$ (127°C) y $V_2 = 2.4$ pie$^3$ (0.068 m$^3$); además, $p_2 = p_1$. Considere los calores específicos constantes y utilice la sección B 1. Determine (a) el cambio de entropía, (b) el cambio de entalpia, y (c) las siguientes cantidades: trabajo efectuado por el sistema, trabajo de agitación, trabajo realizado al desplazar el medio circundante, y trabajo efectuado contra la gravedad. Ver figura 7/7.

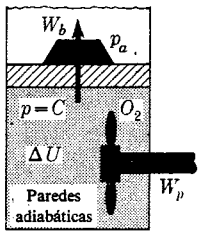



**Fig. 7/7.** *Proceso a presión constante, irreversible.*

**Solución.** (a) Un sistema irreversible es quizá más informativo acerca de las relaciones c energía que uno reversible, siendo la mejor aproximación (al carecer de un valor de eficiencia) un análisis detallado de la energía. El sistema es el gas $O_2$; su masa resulta

**(a)**
$$m = \frac{pV}{RT} = \frac{(50)(144)(2)}{(48.29)(600)} = 0.497 \text{ lb}$$

Puesto que la entropía es una función de punto, su cambio depende sólo de los estados 1 y 2. En la ecuación (6-13), $R \ln(p_2/p_1) = 0$ para $p_2 = p_1$; y $\Delta S$ para el sistema será

$$\Delta S = mc_p \int_1^2 \frac{dT}{T} = (0.497)(0.219) \ln \frac{720}{600} = 0.0198 \text{ Btu/°R} \tag{b}$$

(b) El cambio de entalpia es

$$\Delta H = mc_p (T_2 - T_1) = (0.497)(0.219)(720 - 600) = 13.1 \text{ Btu} \tag{c}$$

(c) Si la presión permanece en el valor $p = 50$ psia ejercida sobre el pistón —una aproximación razonable para el objeto presente, a pesar de la turbulencia producida por las paletas— el trabajo realizado por el fluido sobre la frontera móvil, que es el pistón, figura 7/7, resulta

$$W_b = \frac{p(V_2 - V_1)}{J} = \frac{(50)(144)(2.4 - 2)}{778} = 3.7 \text{ Btu} \tag{d}$$

El trabajo de agitación se puede obtener ahora a partir de un balance de energía para el sistema.

$$W_p = \Delta U + W_b = \Delta U + \Delta pV = \Delta H = 13.1 \text{ Btu} \tag{e}$$

El trabajo realizado al desplazar el medio circundante es

$$W_a = \frac{p_a \Delta V}{J} = \frac{(14.7)(144)(2.4 - 2)}{778} = 1.09 \text{ Btu} \tag{f}$$

Puesto que el trabajo total $W_b$ efectuado *por* el sistema, si no hay fricción, origina el desplazamiento del medio exterior $W_a$ y el trabajo $W_g$ de levantar el pistón y la pesa en contra de la fuerza de gravedad, se tiene

$$W_g = \Delta P = W_b - W_a = 3.7 - 1.09 = 2.61 \text{ Btu} \tag{g}$$

Este no es el cambio de energía potencial de nuestro sistema de gas definido, sino de otro sistema que es una frontera movible.

En este caso, se tiene también que $W_b = 0.93$ kcal, $W_p = 3.3$ kcal, $W_a = 0.27$ kcal, $W_g = 0.66$ kcal.

## 7.9 FLUJO CONSTANTE CON $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$, $W = 0$

Estas restricciones definen estrechamente muchos procesos reales de flujo, siendo el proceso más común el que se presenta en *cambiadores de calor*, figura 7/8 y 7/9. Como se ve en la figura 7/8 no se realiza trabajo, prácticamente $\Delta P = 0$, y en general, el cambio

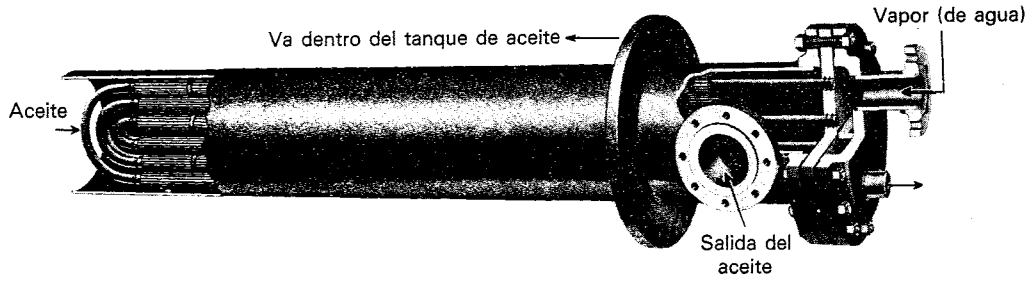



**Fig. 7/8.** *Cambiador de calor, con superficie extendida.* Se utiliza para calentar aceites viscosos con objeto de reducir el trabajo de bombeo. El aceite entra desde el tanque por el extremo abierto de la izquierda. El vapor circula por los tubos; se tiene flujo en dos pasos por los tubos, y un solo paso de flujo en la unidad. (*Cortesía de Brown Fintube Co., Elyria, Ohio*).

de energía cinética realmente es pequeño. La ecuación (4-9) se reduce entonces a

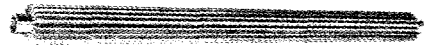
$$dQ = dH \qquad Q = \Delta H = wc_p(T_2 - T_1)$$

**(a)** [CUALQUIER FLUIDO, FLUJO CONSTANTE] $dK = dP = dW = 0$ [GAS IDEAL, FLUJO CONSTANTE,] $\Delta K = \Delta P = W = 0$, $c_p$ CONSTANTE

ecuaciones que se verifican *aun si la presión cambia significativamente* debido a la fricción.



(a) Superficie con aletas transversales



(b) Superficie con aletas longitudinales

**Fig. 7/9.** *Elementos caloríficos de superficie extendida.* Un fluido circula por dentro del elemento, el cual es el volumen de control en este ejemplo, y el otro rodea al elemento y resulta, por consiguiente, el medio circundante. La "superficie extendida", en vez de una superficie de tubo exterior lisa, es especialmente eficaz por el lado del gas debido a la resistencia relativamente grande al flujo de calor ofrecida por la película del gas de la superficie. (a) *Cortesía de Foster Wheeler Corp. Nueva York.* (b) *Cortesía de Brown Fintube Co., Elyria, Ohio.*

### 7.10 Ejemplo—Flujo constante, estado estable

Un suministro de petróleo es calentado por medio de vapor condensante en un cambiador igual al de la figura 7/8. Los datos para el petróleo son: el gasto de 284 lit/min entra a 32°C y sale a 77°C; densidad relativa = 0.88, calor específico $c_p = 2.136$ kJ/kg·K. El vapor entra en condiciones de saturación a 10 bar y sale como líquido saturado ($h_f = 763$ kJ/kg). Determinar el vapor necesario en masa y en volumen.

**Solución.** Densidad del petróleo = (0.88) (998) = 878.2 kg/m$^3$

$$Q_{\text{vapor}} = Q_{\text{petróleo}}$$

$$\Delta H_{\text{vapor}} = \Delta H_{\text{petróleo}}$$

$$\dot{m}_s(h_g - h_f) = \dot{m}_o c_p(t_2 - t_1)$$

De la sección B 16 (SI) se obtienen las siguientes propiedades de vapor de entrada al calentador:

$$h = 2\,777 \text{ kJ/kg} \qquad v = 0.195 \text{ m}^3\text{/kg} \qquad s = 6.59 \text{ kJ/kg·K}$$

Por consiguiente,

$$\dot{m}_s\,(2\,777 - 763) = \left(\frac{284}{1\,000}\right)(878.2)(2.136)\,(77 - 32)$$

$$\dot{m}_s = 11.90 \text{ kg/min}$$

$$\dot{V}_s = \dot{m}_s v = (11.9)\,(0.195) = 2.321 \text{ m}^3\text{/min}$$

## 7.11 PROCESO ISOTERMICO

Un ***proceso isotérmico*** es un proceso a temperatura constante interiormente reversible (cuasiestático, si es sin flujo) de una sustancia pura; la línea que es el lugar geométrico de los puntos que representan una temperatura particular se llama ***isoterma***, figura 7/10. Análogamente a otros nombres de procesos, la palabra *isotérmico* con frecuencia se utiliza

para significar sólo *a temperatura constante*; pero si el proceso no se ajusta a la definición, la diferencia se verá claramente. En las ecuaciones de energía,

**(a)** $$\int dQ = Q = \int T\,ds\Big]_{rev} = T\int_1^2 ds = T(s_2 - s_1)$$

lo cual es válido para cualquier sustancia en un proceso sin flujo o con flujo constante. Luego el trabajo en un proceso con flujo cero, o nulo, es

**(b)** $$W = Q - \Delta u = u_1 - u_2 + Q$$

El trabajo en un proceso isotérmico con flujo constante es

**(c)** $W = -\Delta h - \Delta K + Q$ o bien $W = Q - \Delta h = h_1 - h_2 + Q$ $\quad [\Delta K = 0,\ \Delta P = 0]$

donde los signos deben tomarse en cuenta cuidadosamente

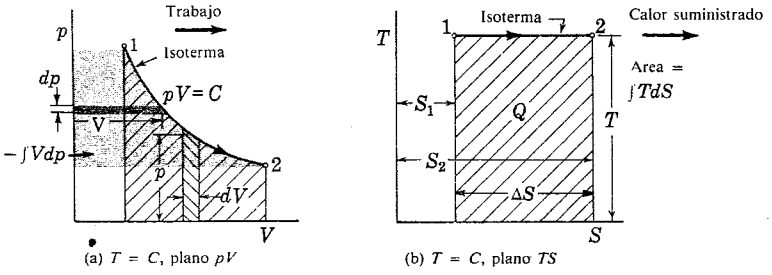



**Fig. 7/10.** *Proceso isotérmico reversible.* Obsérvese que el área diferencial en (a) $p\,dV$, es una cantidad diferencial de trabajo $dW_n$ en un sistema sin flujo; el área "bajo" la curva es igual al área "detrás" de la misma en el plano $pV$ en este proceso.

Si el sistema es un *gas ideal* consideramos la ley de Boyle, $pv = C = p_1v_1 = p_2v_2$, etc., y desde luego, $pv = RT$. De la ecuación (4-18), $\int p\,dv = -\int v\,dp + \Delta(pv)$, se halla que $\int p\,dv = -\int v\,dp$, puesto que $pv = C$. Luego $p = C/v$ (o bien, $v = C/p$).

**(d)** $$\int p\,dv = -\int v\,dp = C\int_1^2 \frac{dv}{v} = p_1v_1 \ln\frac{v_2}{v_1} = RT\ln\frac{p_1}{p_2}$$

donde las unidades podrían ser kgf·m/kg. El trabajo en un proceso reversible sin flujo $W_n$ está dado por la ecuación **(b)**. En un proceso de flujo constante con $\Delta P = 0$, las ecuaciones **(b)** y (4-16) dan

**(e)** $$-\int_1^2 v\,dp = p_1v_1 \ln\frac{v_2}{v_1} = \Delta K + W_{sf}$$

Puesto que $\Delta T = 0$, $\Delta u = \int c_v dT = 0$ y $\Delta h = \int c_v dT = 0$ para un gas ideal. En consecuencia, este proceso, tratándose de un gas únicamente, se puede decir que se produce con energía interna constante.

Cuando el sistema es un vapor, debemos examinar de nuevo las gráficas en los planos $pV$ y $TS$ a medida que el punto de estado se mueve atravesando la línea de vapor saturado; ver la figura 7/11. En el caso del proceso isotérmico 1-2, para $T = C$, el punto se mueve desde la región de sobrecalentamiento hasta la región de vapor húmedo. El área $m$-2-1-$n$, o sea, $\int Tds = T\int ds$, representa el calor

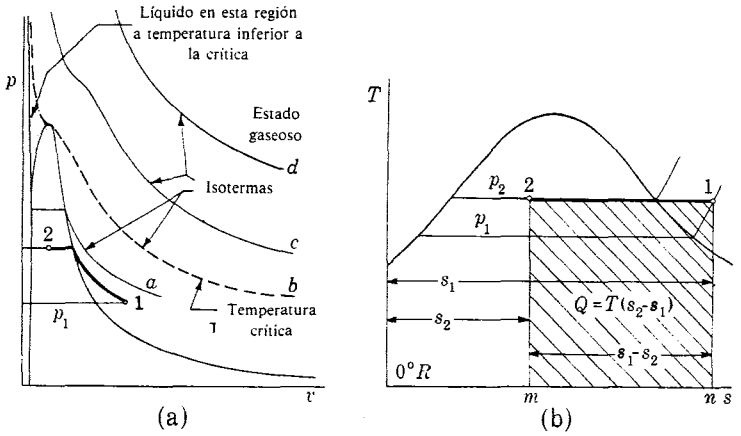



**Fig. 7/11.** *Proceso isotérmico reversible.* Varias líneas de temperatura constante (isotermas), *a*, *b*, *c*, *d* están trazadas en (a). A medida que la temperatura aumenta por encima de la temperatura crítica, la curva *d* se aproxima a la curva típica de la isoterma para un gas perfecto.

**(f)** $$Q = T(s_2 - s_1)$$

donde $s_2 - s_1$ es negativa en este caso. Al aplicar la ecuación **(f)**, determine la entropía en 1, un punto de la región de sobrecalentamiento, utilizando las tablas de vapor sobrecalentado, y calcule la entropía en 2, un punto en la región de vapor húmedo, a partir de $s_2 = (s_g - y_2 s_{fg})_2 = (s_f + x_2 s_{fg})_2$. El cambio de energía interna se halla en la forma usual para vapores. De paso, recuerde que la ley de Joule *no* se verifica en el caso de un gas imperfecto; *no* es una constante $pv$.

## 7.12 Ejemplo—Proceso isotérmico, aire

Si 2 kg/seg de aire se comprimen isotérmicamente (y en forma reversible) desde $p_1 = 103.42$ kPa. abs. y $t_1 = 30°C$, hasta $p_2 = 597.11$ kPa abs., determine $Q$, $W$, $\Delta S$ si el proceso es (a) sin flujo, (b) de flujo constante y estado estable, $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$.

**Solución.** De la sección B 38, $R = 8.3143$ kJ/kgmol·K.

(a) Proceso sin flujo:

$$W_n = \int p\,dV = p_1 v_1 \ln V_2/V_1 = mRT_1 \ln p_1/p_2$$

$$= (2/28.97)(8.3143)(303) \ln (103.42/517.11) = -279.91 \text{ kJ}$$

$$Q_n = W_n = -279.91 \text{ kJ}$$

$$\Delta S = \int dQ/T = Q/T = -279.91/303 = -0.9238 \text{ kJ/K}$$

$$Q_{sf} = Q_n = -279.91 \text{ kJ}$$

$$W_{sf} = -\int V\,dp \qquad (\Delta P = 0,\ \Delta K = 0)$$

$$= \int p\,dV = -279.91 \text{kJ} \text{ puesto que } pV = C$$

$$\Delta S = -0.9238 \text{ kJ/K}$$

(b) Proceso de flujo constante y estado estable:

## 7.13 PROCESO ISENTROPICO

Un *proceso isentrópico* es un proceso adiabático reversible, descrito en este artículo para una sustancia pura (§3.1). Puesto que *adiabático* simplemente significa que *no hay calor*, existen innumerables procesos adiabáticos, y algunas variantes especiales ya se han visto. Siendo la definición de entropía $ds = dQ/T]_{rev.}$ un proceso adiabático reversible es uno de entropía constante. Se puede encontrar un proceso irreversible en el que $s_1 = s_2$ y $Q \neq 0$ sin expresar lo que ha ocurrido dentro del mismo, pero a éste, entonces no se le llamaría isentrópico. Las ecuaciones de energía (4-6), (4-7A) y (4-9) para un proceso adiabático, reversible o irreversible, se reducen a

**(a)** $$W = -\Delta E_s \qquad W_n = -\Delta u$$

[SISTEMA CERRADO] [PROCESO SIN FLUJO]

**(b)** $$W_{sf} + \Delta P + \Delta K = -\Delta h$$ [FLUJO CONSTANTE]

En el caso de un *gas ideal* se puede deducir una relación de presión y volumen que utiliza las ecuaciones (4-14) y (4-15);

**(c)** $$T\,ds = du + p\,dv = 0 = c_v\,dT + p\,dv$$

**(d)** $$T\,ds = dh - v\,dp = 0 = c_p\,dT - v\,dp$$

Por división se obtiene

**(e)** $$\frac{c_p}{c_v} = -\frac{v\,dp}{p\,dv} = k \quad \text{o bien} \quad -k\frac{dv}{v} = \frac{dp}{p}$$

Si $k$ se toma como constante, quizá algún valor medio, la integración da

**(f)** $$-k \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = \ln \frac{p_2}{p_1}$$

aplicando antilogaritmos resulta

(7-1) $$\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k = \frac{p_2}{p_1} \quad \text{o bien} \quad p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \quad \text{o bien} \quad pv^k = C \qquad pV^k = C \qquad p = Cp^k$$

[GAS IDEAL, $k = C$]

Puesto que los estados 1 y 2 fueron elegidos al azar en una línea isentrópica, se tiene la relación $pv$ para un proceso isentrópico de gas ideal. La ecuación (7-1) se aplica a una

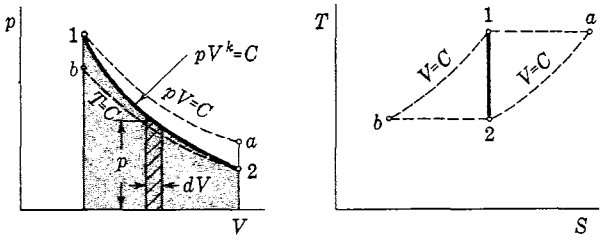



**Fig. 7/12.** *Proceso isentrópico.* Para una comparación de las curvas isotérmica e isentrópica, las isotermas 1-*a* y *b*-2 se muestran punteadas. El punto *a* está relacionado con 2 en el sentido de que se encuentra en la línea de volumen constante que pasa por 2. Los puntos 1 y *b* se hallan también en una línea de volumen constante. Obsérvese que, en un punto común a las dos curvas, la línea isentrópica en el plano *pV* tiene mayor pendiente que la isotérmica; así mismo, que no hay área bajo la curva 1-2 en el plano *TS*, lo que concuerda con la definición de $Q = 0$ y $S = C$.

masa particular para dos puntos cualesquiera de la misma entropía y describe la trayectoria de una línea $s = C$ en el plano $pv$ (o bien, $pV$), figura 7/12 (ver el pie de esta figura)

Empleando la ecuación de estado en la forma $p_1v_1/T_1 = p_2v_2/T_2$ y la ecuación de proceso $pv_1v_1^k = pv_2v_2^k$ para eliminar primero las $p$ y luego las $v$, se determinan las relaciones de temperatura-volumen y temperatura-presión en el caso de *calores específicos constantes*

$$\text{(7-2)} \qquad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{1-k} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{1-k} \quad \text{y} \quad TV^{k-1} = C$$

$$\text{(7-3)} \qquad \frac{T_2}{T_1} = \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/k}\right]^{k-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} \quad \text{y} \quad \frac{T}{p^{(k-1)/k}} = C$$

Las integrales $\int p\,dV$ y $-\int V\,dp$ se pueden evaluar ahora por completo. Sustituyendo $p = C/V^k$ en $\int p\,dV$, que representa el área bajo la curva $pV$ de la figura 7/12, se obtiene

$$\textbf{(g)} \qquad \int p\,dV = C\int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^k} = \left[\frac{CV^{-k+1}}{-k+1}\right]_{V_1}^{V_2} = \frac{CV_2^{1-k} - CV_1^{1-k}}{1-k}$$

Haciendo la primera $C$ igual a $p_2V_2^k$ y la segunda $C$ igual a $p_1V_1^k$, queda

$$\text{(7-4)} \qquad \int_1^2 p\,dV = \frac{p_2V_2 - p_1V_1}{1-k} = \frac{mR}{1-k}(T_2 - T_1)$$

[SIEMPRE QUE $pV^k = C$]

donde se utiliza $pV = mRT$; esta ecuación da el trabajo $W_n$ de un proceso isentrópico sin flujo y gas ideal —y también $-\Delta u$, por la ecuación **(a)** de esta sección. Las unidades normales para la parte $pV$ son, por ejemplo, kgf·m; en la última expresión dada, las unidades son iguales a las de $R$ considerando energía. A modo de ilustración, en el caso de $n$ moles ($V = n\bar{v}$),

$$\textbf{(h)} \qquad \int p\,dV = \frac{n\bar{R}}{1-k}(T_2 - T_1) \qquad [n \text{ MOLES}]$$

donde $\bar{R}$ es la constante universal de los gases. Transiciones semejantes de otras ecuaciones se realizan con facilidad. La integral $\int V\,dp$, que representa el área detrás de la curva, figura 7/13, se puede obtener de $-\int V\,dp = \int p\,dV - \Delta(pv)$, o bien, integrando de nuevo;

$$\text{(7-5)} \qquad -\int_1^2 V\,dp = -C\int_1^2 \frac{dp}{p^{1/k}} = \frac{k(p_2V_2 - p_1V_1)}{1-k}$$

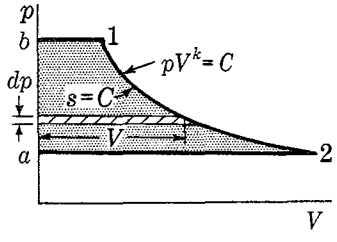



**Fig. 7/13.** *Proceso adiabático interiormente reversible.* En general para un proceso reversible, con $\Delta P = 0$, $-\int V\,dp = \Delta K + W_{sf} = Q - \Delta H$, sección 4.12. En el caso de un proceso isentrópico, $Q = 0$.

$$= \Delta K + \Delta P + W_{sf} \qquad \text{[POR LA ECUACIÓN (4-16)]}$$

$$= Q - \Delta H = -\Delta H \qquad \text{[POR LA ECUACIÓN (4-15)]}$$

Tratándose de un vapor puro que pasa isentrópicamente desde un estado de sobrecalentamiento (punto 1), atraviesa la línea de vapor saturado y llega a la región de vapor húmedo (punto 2), se debe representar otra vez este proceso en los planos $pV$ y $TS$; ver figura 7/14.

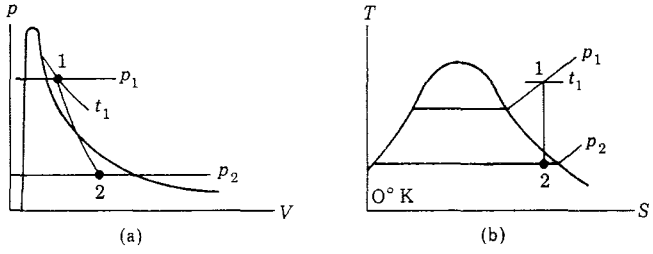



**Fig. 7/14.** *Proceso isentrópico en el caso de un vapor.*

En la resolución de problemas a menudo es necesario emplear la relación que define el proceso; en este caso

(7-6) $$s_1 = s_2 = (s_g - y_2 s_{fg})_2 = (s_f + x_2 s_{fg})$$

A partir de esta ecuación se puede hallar la calidad $x_2$, obteniéndose $s_1$ de una tabla de vapor. Conociendo dicha calidad y una propiedad adicional se determinan otras propiedades en el punto 2.

Diagramas como el de Mollier ($hs$) y el diagrama $ph$ son muy prácticos para la resolución de problemas de procesos isentrópicos.

### 7.14 Ejemplo—Proceso isentrópico

Un flujo de vapor de 3 lb (1.36 kg) por segundo se expande isentrópicamente en una turbina desde $p_1 = 300$ psia (21.13 kgf/cm abs.) y $t_1 = 700°F$ (371°C), hasta $t_2 = 200°F$ (93°C). Determinar $x_2$ y el trabajo de flujo constante ($\Delta K = 0$). Si el proceso es sin flujo, ¿cuánto vale $W$?

**Solución.** Ver la figura 7/14. De la sección B 15 se halla que $s_1 = 1.6758$, $h_1 = 1\,368.9$, y $v_1 = 2.2263$. De B 13 se obtiene que $p_2 = 11.526$ psia y

$$s_{f2} = 0.2940 \qquad h_{f2} = 168.09 \qquad v_{f2} = 0.016637$$

$$s_{fg2} = 1.4824 \qquad h_{fg2} = 977.9 \qquad v_{fg2} = 33.622$$

$$s_{g2} = 1.7764 \qquad h_{g2} = 1\,146.0 \qquad v_{g2} = 33.639$$

(A menudo se ahorra tiempo escribiendo todos los valores de las tablas desde el principio.) Utilizando $s_1 = s_2 = (s_g - y_2 s_{fg})_2$, se obtiene $1.6758 = 1.7764 - 1.4824 y_2$; de lo cual se tiene

$$y_2 = 6.83\% \quad \text{y} \quad x_2 = 93.17\%$$

$$h_2 = (h_g - y_2 h_{fg})_2 = 1\,146.0 - (0.0683)(977.9) = 1\,079.4 \text{ Btu/lb}$$

El trabajo isentrópico de este flujo constante es

$$W = -\Delta h = h_1 - h_2 = 1\,368.9 - 1\,079.2 = 289.7 \text{ Btu/lb}, \quad \text{o bien} \quad 869.1 \text{ Btu/seg.}$$

para 3 lb/seg. En seguida se determinan las energías internas en los estados 1 y 2.

$$u_1 = h_1 - \frac{p_1 v_1}{J} = 1\,368.9 - \frac{(300)(144)(2.226)}{778} = 1\,245.3 \text{ Btu/lb}$$

$$v_2 = v_{g2} - y_2 v_{fg2} = 33.64 - (0.0679)\,(33.62) = 31.36 \text{ pie}^3\text{/lb}$$

$$u_2 = 1\,079.2 - \frac{(11.526)(144)(31.36)}{778} = 1\,012.3 \text{ Btu/lb}$$

El trabajo isentrópico con flujo nulo es

$$W = -\Delta u = u_1 - u_2 = 1\,245.3 - 1\,012.3 = 233 \text{ Btu/lb}$$

o bien, 699 Btu/seg en un flujo de 3 lb/seg. En unidades métricas se tendrían los siguientes valores de trabajo isentrópico de flujo constante y sin flujo: 219 kcal/seg y 176 kcal/seg, respectivamente.

### 7.15 Ejemplo—Proceso isentrópico con calores específicos variables

Se ha hallado que el calor específico molar de una mezcla de gases en una máquina de combustión interna está dado por (ver §12.3)

$$C_v = 7.536 + \frac{3.16T}{10^4} - \frac{3.28T^2}{10^8} - \frac{2\,027.5}{T} + \frac{(80.2)(10^4)}{T^2} - \frac{37.1}{T^{1/2}} \text{ Btu/lbmol}\cdot{}^\circ\text{R}$$

La relación de compresión $r_k = V_1/V_2$ vale 6 para una compresión isentrópica 1-2 en esta máquina y la temperatura inicial es $t_1 = 140^\circ$F. Calcular la temperatura $t_2$.

**Solución.** Dado $C_v$, se utiliza la ecuación (6-12) y resulta

$$\textbf{(a)}\ \Delta\bar{s} = 0 = \int \frac{C_v\,dT}{T} + \bar{R}\ln\frac{V_2}{V_1} \quad \text{o bien} \quad \int \frac{C_v\,dT}{T} = \bar{R}\ln\frac{V_1}{V_2} = 3.558 \text{ Btu/lbmol} - {}^\circ\text{R}$$

para $V_1/V_2 = 6$. Ahora se integrará el primer miembro con el valor dado de $C_v$:

$$\int_{600}^{T_2} C_v \frac{dT}{T} = 7.536 \ln T_2 - 7.536 \ln 600 + \frac{3.16\,T_2}{(10)^4} - \frac{(3.16)(600)}{(10)^4} - \frac{3.28\,T_2^2}{(10^8)(2)}$$
$$+ \frac{(3.28)(600)^2}{(10)^8(2)} + \frac{2\,027.5}{T_2} - \frac{2\,027.5}{600} - \frac{(80.2)(10)^4}{2T_2^2}$$
$$+ \frac{(80.2)(10)^4}{(2)(600)^2} + \frac{(37.1)(2)}{T^{1/2}} - \frac{(37.1)(2)}{(600)^{1/2}}$$

La forma práctica para determinar $T_2$ es sustituir diferentes valores supuestos de esta temperatura en la expresión anterior (simplificada lo más posible) hasta que se encuentra uno que da 3.558, el valor requerido de acuerdo con la ecuación **(a)**. Para facilitar el comienzo se calcula $T_2$, para el caso de calores específicos constantes:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1} \quad \text{o bien} \quad T_2 = (600)(6^{0.4}) = 1\,228^\circ\text{R}$$

Puesto que $k$ disminuye con la temperatura, este valor es necesariamente mayor que la respuesta. Se puede también calcular $T_2$ para algún valor de $k$ que ciertamente sea menor que su valor verdadero. Luego se define un intervalo entre el cual se debe tener la respuesta. Después de varios ensayos, se halla para $T_2 = 1\,180^\circ$R que

$$\int_{600}^{1\,180} C_v \frac{dT}{T} \approx 3.558$$

el cual es el valor deseado; por consiguiente, $t_2 = 1\,180 - 460 = 720^\circ$F o sea, 382°C.

## 7.16 PROCESOS ADIABATICOS, REVERSIBLES E IRREVERSIBLES

Se supone frecuentemente que los procesos adiabáticos son una aproximación razonable de algunos procesos reales. Las relaciones de energía de las ecuaciones **(a)** y **(b)**, §7.13, se aplican también a procesos adiabáticos irreversibles. Un proceso adiabático extremo en el que no se realiza ningún trabajo, se llama ***proceso de estrangulación***, §6.11. La ecuación del flujo constante se reduce entonces a

**(a)** $$h_1 + K_1 = h_2 + K_2$$

donde los estados 1 y 2 se definen en la figura 7/15. Si las fronteras del sistema se pueden elegir de modo que $K_1 \approx K_2$, la ecuación definitoria será

**(b)** $$dh = 0 \qquad h_1 = h_2 \qquad \text{o bien} \qquad c_p(T_2 - T_1) = 0$$

[CUALQUIER SUSTANCIA] [GAS IDEAL]

Por lo que respecta a la semántica, observe que en lo que se refiere a los estados 1 y 2, un proceso de estrangulación de un gas *ideal* es a temperatura constante, pero no es un proceso isotérmico como se definió aquí. El proceso de estrangulación, o cualquier proceso de ***expansión libre,*** no está ideado para la producción de trabajo o para conservar la clase de energía que puede ser convertida en trabajo (como la energía cinética producida en una tobera). Puesto que los estados extremos están a la misma temperatura, se aplica la ley de Boyle, $p_1v_1 = p_2v_2$; el cambio de entropía es posible calcularlo a partir de la ecuación (6-11) o de la (6-12), $\Delta s = R \ln v_2/v_1 = R \ln p_1/p_2$, y siempre es mayor que cero; lo anterior se aplica también a $\phi_2 - \phi_B$, figura 7/15.

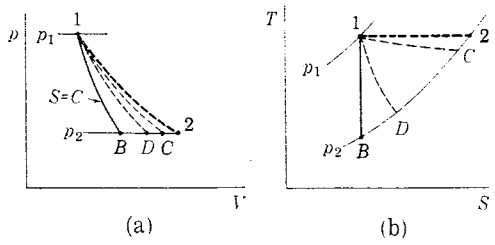
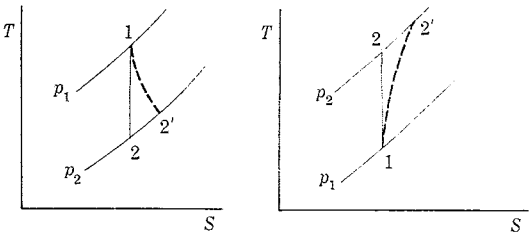



***Fig. 7/15.*** *Procesos adiabáticos.* El área bajo 1-D en (a) es $\int p\, dV$, si se pudiera evaluar, pero no representa a $W_n$. El área bajo 1-D en (b) es $\int T\, dS$, si fuera posible evaluarse, pero no representa a $Q$.

El otro extremo es el adiabático reversible, 1-$B$, figura 7/15, ya descrito en detalle. En numerosos procesos adiabáticos, como el de flujo constante a través de una turbina de vapor, una turbina de gas o un compresor centrífugo, existen algunas pérdidas por fricción en fluido, y los procesos están representados por línea punteada como 1-$D$, figura 7/15. Cuanto menores sean las pérdidas, tanto más se aproximará $D$ a $B$. Aunque los ejemplos dados se refieren a máquinas de flujo constante, el proceso puede ser sin flujo en un sistema cerrado.

En forma general, utilizaremos marcas de prima para indicar los valores y los estados reales; por ejemplo, $W'$ es el trabajo real (el trabajo del fluido, a menos que se indique de otra manera); $\Delta H'$ es el cambio real de entalpia; el estado 2', figura 7/16, es el estado final real del proceso (a diferencia de 2, el cual constituye el estado final ideal). De acuerdo con la segunda ley (Capítulo 5), se puede decir con seguridad que *la entropía de un proceso adiabático permanece constante (ideal), o bien, aumenta,* pero nunca disminuye. Por

consiguiente, tanto en la expansión como en la compresión figura 7/16(a) y (b), los estados 2′ están a la derecha de 2.




(a) Expansión (b) Compresión

**Fig. 7/16.** *Procesos adiabáticos irreversibles.* La entropía siempre aumenta.

Se debe observar también aquí que los procesos isentrópicos y los adiabáticos irreversibles pueden ser sin flujo, o bien, con flujo constante.

Dirigiendo la atención a un sistema de vapor de agua que experimenta un proceso adiabático, el segundo estado en el desarrollo de un proceso isentrópico se designará por 2, y a lo largo de un proceso adiabático irreversible, por 2′, figura 7/17. Luego, de la ecuación de energía para flujo cero (4-7), con $Q = 0$

**(c)** $W = -\Delta u$ o bien $W = u_1 - u_2$ o bien $W' = u_1 - u_{2'}$

[SIN FLUJO] [REVERSIBLE] [IRREVERSIBLE]

De la ecuación de energía con flujo constante (4-10), con $\Delta P = 0$, o por la ecuación (4-12),

**(d)** $W = -(\Delta h + \Delta K)$ o bien $W = h_1 - h_2$ o bien $W' = h_1 = h_{2'}$

[FLUJO CONSTANTE] [REVERSIBLE, $\Delta K = 0$] [IRREVERSIBLE, $\Delta K = 0$]

Un ejemplo de proceso de flujo constante al cual se aplica esta ecuación es una turbina de vapor. En el caso de flujo constante con $W = 0$ y $Q = 0$, como en una tobera o un difusor,

**(e)** $\Delta K = -\Delta h \quad K_2 = \dfrac{\mathscr{v}_2^2}{2kJ} = h_1 - h_2 \quad K_1 = \dfrac{\mathscr{v}_1^2}{2kJ} h_2 - h_1$

$[W = 0] \quad [\mathscr{v}_1 \approx 0] \quad [\mathscr{v}_2 \approx 0]$

Si el proceso es reversible (isentrópico),

**(f)** $$s_1 = s_2 = (s_g - y_2 s_{fg})_2 = (s_f + x_2 s_{fg})_2$$

[REVERSIBLE SIN FLUJO, O CON FLUJO CONSTANTE]

en el cual se supone que el estado 2 está en la región de vapor húmedo, figura 7/17.

### 7.17 Ejemplo—Procesos adiabáticos reversibles e irreversibles

Se tiene una compresión de 3 500 pies$^3$/min (99 m$^3$/min) desde $p_1 = 14.5$ psia (1.021 kgf/cm$^2$ abs.) y $t_1 = 75°F$ (24°C) hasta $p_2 = 25$ psia (1.760 kgf/cm$^2$ abs.). Determinar el trabajo correspondiente a cada uno de los siguientes procesos: (a) adiabático reversible sin flujo (isentrópico), (b) adiabático

irreversible sin flujo a una temperatura de 190°F (650°R, o bien, 361 K). (c) adiabático reversible con flujo constante (isentrópico) para el cual $\mathscr{e}_{c_1}$ = 40 pies/seg (12 m/seg) y $\mathscr{e}_{c_2}$ = 120 pies/seg (36 m/seg, (d) adiabático con flujo constante a una temperatura de 190°F (88°C), y las velocidades son como en (c). (e) ¿Cuál es el cambio de entropía del proceso en (b) y en (d)?

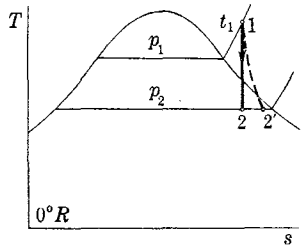



**Fig. 7/17.** *Proceso isentrópico.*

**Solución**

(a) $k$ CONSTANTE. Resolveremos este problema mediante calores específicos constantes, sección B 1, y con las tablas de gas, sección B 2. La temperatura después de la compresión isentrópica es, figura 7/16(b)

$$\textbf{(a)} \qquad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} \quad \text{o bien,} \quad T_2 = 535\left(\frac{25}{14.5}\right)^{(1.4-1)/1.4} = 625°\text{R}$$

Y la cantidad de aire que interviene

$$\textbf{(b)} \qquad \dot{m} = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{(14.5)(144)(3\ 500)}{(53.3)(535)} = 256 \text{ lb/min}$$

En el caso de un proceso isentrópico sin flujo, el trabajo en el fluido suministrado desde el exterior es

$$\textbf{(c)} \qquad \dot{W}_n = -\Delta U = \dot{m}c_v(T_1 - T_2) = (256)(0.1714)(535 - 625) = -3\ 950 \text{ Btu/min}$$

o sea, −995 kcal/min.

TABLAS DE GAS. Las propiedades en el estado 1 (75°F, o bien, 535°R) son

$$h_1 = 127.86 \quad p_{r1} = 1.3416 \quad u_1 = 91.19 \quad \phi_1 = 0.59855$$

Utilizando la ecuación (6-17) aplicable a un proceso isentrópico, se tiene

$$\textbf{(d)} \qquad p_{r2} = \frac{p_2}{p_1} p_{r1} = \frac{25}{14.5}(1.3416) = 2.313$$

Entrando a la sección B 2 con $p_{r2}$ = 2 313, se obtiene $T_2$ = 625°R, $h_2$ = 149.49 y $u_2$ = 106.64. Entonces

$$\textbf{(e)} \qquad \dot{W}_n = \dot{m}(u_1 - u_2) = 256\,(91.19 - 106.64) = -3\ 950 \text{ Btu/min}$$

O sea, −995 kcal/min.

(Esta y otras respuestas deben concordar con las correspondientes a $k$ constante, porque en este problema el intervalo de temperatura es lo suficientemente pequeño para que los calores específicos sean virtualmente constantes.)

(b) $k$ CONSTANTE. En el caso del proceso adiabático irreversible sin flujo, figura 7/16(b)

$$\textbf{(f)} \qquad \dot{W}_n' = \dot{m}c_v(T_1 - T_2') = (256)(0.1714)(535 - 650) = -5\ 046 \text{ Btu/min}$$

O bien, −1 272 kcal/min.

TABLA DE GAS. Se entra a la tabla con $T_{2'} = 190 + 460 = 650°\text{R}$ y se obtiene $u_{2'} = 110.94$, $h_{2'} = 155.50$ y $\phi_{2'} = 0.64533$.

**(g)** $$\dot{W}_n' = \dot{m}(u_1 - u_{2'}) = 256(91.19 - 110.94) = -5\,060 \text{ Btu/min}$$

O sea, −1 275 kcal/min.

(c) $k$ CONSTANTE. En el caso de un proceso de flujo constante con $Q = 0$ y $s = C$,

**(h)** $$\dot{W}_{sf} = -\Delta K - \Delta H = \dot{m}\left(\frac{ve_1^2 - ve_2^2}{2kJ} + h_1 - h_2\right)$$

$$= 256\left[\frac{40^2 - 120^2}{50\,000} + 0.24\,(535 - 625)\right] = -5\,595 \text{ Btu/min}$$

O sea, −1 405 kcal/min.

TABLA DE GAS. Para los valores tabulares encontrados antes

**(i)** $$\dot{W}_{sf} = \dot{m}\left(\frac{ve_1^2 - ve_2^2}{2kJ} + h_1 - h_2\right)$$

$$= 256\left(\frac{40^2 - 120^2}{50\,000} + 127.86 - 149.49\right) = -5\,602 \text{ Btu/min}$$

O sea, −1 412 kcal/min.

(d) $k$ CONSTANTE. Para un proceso adiabático irreversible de flujo constante, $-\Delta H' = mc_p(T_1 - T_{2'})$

**(j)** $$W_{sf}' = 256\left[\frac{40^2 - 120^2}{50\,000} + 0.24(535 - 650)\right] = -7\,131 \text{ Btu/min}$$

Es decir, −1 797 kcal/min.

TABLA DE GAS

**(k)** $$\dot{W}_{sf}' = 256\left(\frac{40^2 - 120^2}{50\,000} + 127.86 - 155.5\right) = -7\,140 \text{ Btu/min}$$

O sea, −1 799 kcal/min.

(e) $k$ CONSTANTE. Para determinar el cambio de entropía del sistema, utilice la ecuación (6-13) puesto que se conocen los valores de las $p$ y las $T$.

**(l)** $$\Delta\dot{S} = \dot{m}c_p \ln\frac{T_{2'}}{T_1} - \dot{m}R \ln\frac{p_2}{p_1}$$

$$= 256\left(0.24 \ln\frac{650}{535} - 0.0686 \ln\frac{25}{14.5}\right) = +2.4 \text{ Btu/°R} - \text{min}$$

Es decir, +1.09 kcal/K·min.

TABLA DE GAS

**(m)** $$\Delta\dot{S} = \dot{m}\left(c_p \ln\frac{T_{2'}}{T_1} - R \ln\frac{p_2}{p_1}\right) = \dot{m}\left(\phi_{2'} - \phi_1 - R \ln\frac{p_2}{p_1}\right)$$

$$= 256\,(0.64533 - 0.59855 - 0.0373) = 2.425 \text{ Btu/°R·min}$$

O sea, + 1.10 kcal/K·min.

Si se tienen a disposición las *Tablas de Gas* completas puede obtenerse el valor de $R \ln (p_2/p_1)$; en otra forma tiene que ser determinado. Si se observa que 2 y 2′ se encuentran en la misma línea de presión [$\ln (p_2/p_{2'} = 0$] y que $s_{2'} - s_2 = s_{2'} - s_1$; entonces $\Delta S = m(\phi_{2'} - \phi_2)$. Inténtelo. El cálculo para proceso de flujo constante da el cambio de entropía del aire a medida que atraviesa la frontera de entrada y llega hasta la salida.

## 7.18 Ejemplo—Proceso adiabático irreversible

Considere los datos iguales a los del ejemplo (7.14) excepto que el proceso ocurre en una turbina con expansión adiabática irreversible hasta el estado 2′, figura 7/18, en la línea de vapor saturado. Determinar (a) la potencia de salida (en hp), (b) la irreversibilidad para una temperatura de sumidero de 200°F = 93°C = $t_{01}$ = $t_2$, y la irreversibilidad para una temperatura de sumidero de $t_{02}$ = 80°F = 27°C, (c) la eficacia motriz (eficiencia de la turbina) y la efectividad para una temperatura de sumidero $t_{01}$, y (d) la efectividad para una temperatura de sumidero de $t_{02}$.

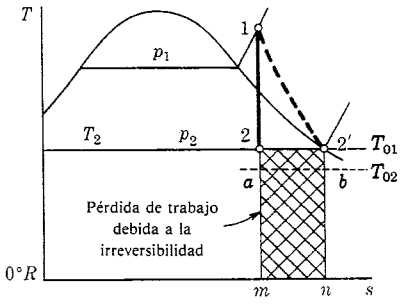



**Fig. 7/18.** *En el caso de* $T_{01}$, la irreversibilidad *I* está representada por el área *m*-2-2′-*n*. Tratándose de $T_{02}$, lo está por *mabn*.

**Solución.** (a) Localice $h_{2'} = h_g$ y $s_{2'} = s_g$ en la sección B 13 y emplee otras propiedades como se hizo en §7.14.

**(a)** $$W' = -\Delta h = h_1 - h_{2'} = 1368.9 - 1146.0 = 222.9 \text{ Btu/lb}$$

O sea, 123.8 kcal/kg.
Para un flujo de 3 lb/s y 42.4 Btu/hp·min se obtiene

**(b)** $$\dot{W}' = \frac{(3)(60)(222.9)}{42.4} = 946 \text{ hp}$$

(b) Por la ecuación (5-11) las irreversibilidades a 600°R y 540°R (o sea, 367K y 300K) son

**(c)** $$I_{660} = T_0(s_{2'} - s_1) = (660)(1.7764 - 1.6758) = 66.4 \text{ Btu/lb}$$

**(d)** $$I_{540} = (540)(1.7764 - 1.6758) = 54.3 \text{ Btu/lb}$$

Es decir, $I_{660}$ = 36.9 kcal/kg e $I_{540}$ = 30.2 kcal/kg.

La irreversibilidad a 540°R es menor que a 660°R porque a la temperatura más alta existe energía disponible que podría ser entregada como trabajo mediante una máquina de Carnot que operase entre estas temperaturas. En la ecuación (c) podríamos considerar apropiadamente esto como la irreversibilidad interna del propio proceso.

(c) La eficiencia motriz (o de máquina motriz) de la turbina, $\eta_t = W'/W$, es

$$\eta_t = \frac{h_1 - h_{2'}}{h_1 - h_2} = \frac{222.9}{289.7} = 77\%$$

**(e)** En el caso de la efectividad, ecuación (5-10), §5.8 tenemos

**(f)** $$\Delta\mathscr{A}_{1\text{-}2'} = \Delta b = \Delta h - T_0\Delta s = -222.9 - 66.4 = -289.3 \text{ Btu/lb}$$

**(g)** $$\varepsilon = \frac{W'}{-\Delta\mathscr{A}} = \frac{222.9}{289.3} = 77\%$$

igual que en $\eta_t$ para esta temperatura particular $t_{01}$. Sin embargo, 200°F (93°C) no es una temperatura realista de sumidero.

(d) A $T_{02} = 60 + 460 = 540°R$,

**(h)** $$\Delta\mathscr{A}_{1\text{-}2'} = \Delta b = \Delta h - T_0\Delta S$$
$$= -222.9 - (540)(1.7764 - 1.6758) = -277.2 \text{ Btu/lb}$$

O sea, −154.0 kcal/kg.

**(i)** $$\varepsilon = \frac{W'}{-\Delta\mathscr{A}} = \frac{222.9}{277.2} = 80.4\%$$

La efectividad a la temperatura más baja de sumidero, el 80.4%, es mayor que la correspondiente a la temperatura más alta de sumidero (77%), porque en efecto se supone que la porción disponible representada por 2′-2-*ab*, figura 7/18, se puede convertir en trabajo. Debido a esto, la eficiencia motriz está relacionada más íntimamente con el funcionamiento de la máquina, a menos que sus procesos se efectúen a la temperatura de sumidero.

## 7.19 CALORIMETRO DE ESTRANGULACION

El *proceso de estrangulación*, §7.16, ecuación **(b)**, §7.16, $h_1 = h_2$, se utiliza por lo general en las plantas de vapor para determinar la calidad de esta sustancia. Supongamos que se desea conocer la calidad del vapor en el estado 1, figura 7/19, que circula por una tubería. Si una muestra de este vapor a alta presión se estrangula hasta una baja presión en un calorímetro de este tipo, figura 7/20, entonces, dentro de ciertas limitaciones, se sobrecalentará, punto 2. En el estado de sobrecalentamiento, se puede medir su presión y su temperatura, definiendo así el estado 2. Conociendo $p_2$ y $t_2$, se determina la entalpia $h_2$ y se calcula $y_1$ a partir de

**(a)** $$h_2 = (h_g - y_1 h_{fg})_1 \text{ Btu/lb}$$

donde $h_g$ y $h_{fg}$ corresponden a una presión conocida $p_1$, figura 7/19.

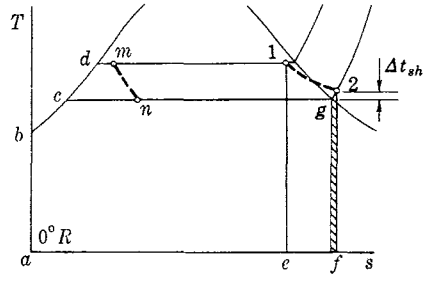



**Fig. 7/19.** *Procesos de estrangulación (irreversibles).* (Area *abd*-1-*e*) ≈ (área *abc*-2-*f*) porque estas áreas representan en forma aproximada, respectivamente, a $h_1$ y $h_2$. Si el vapor es completamente húmedo, no alcanzará un estado de sobrecalentamiento, como es evidente en el caso del estrangulamiento *mn*.

El inconveniente de emplear la ecuación **(a)** es que la temperatura y la presión reales en 2 casi siempre son tales que es necesaria una doble interpolación en las tablas de vapor sobrecalentado. Puesto que generalmente no se requiere el grado más alto de precisión, el cálculo puede ser simplificado con el uso del calor específico a presión constante del vapor. En la figura 7/19, observe que la entalpia en 2 es igual a la entalpia de vapor saturado $h_g$ más la entalpia necesaria para sobrecalentar el vapor desde *g* hasta 2. El calor que se requiere para sobrecalentar el vapor, $Q_{sh}$, se puede calcular a partir de $Q_{sh} = mc_p\Delta t$, debido a que los puntos *g* y 2 se encuentran en una línea de presión constante. Tratándose de las condiciones concretas de un calorímetro, el $c_p$ del vapor se puede tomar como 0.48

Btu/lb·°F. Por consiguiente, para 1 lb,

**(b)** $$h_2 = h_g + c_p(t_2 - t_g)$$

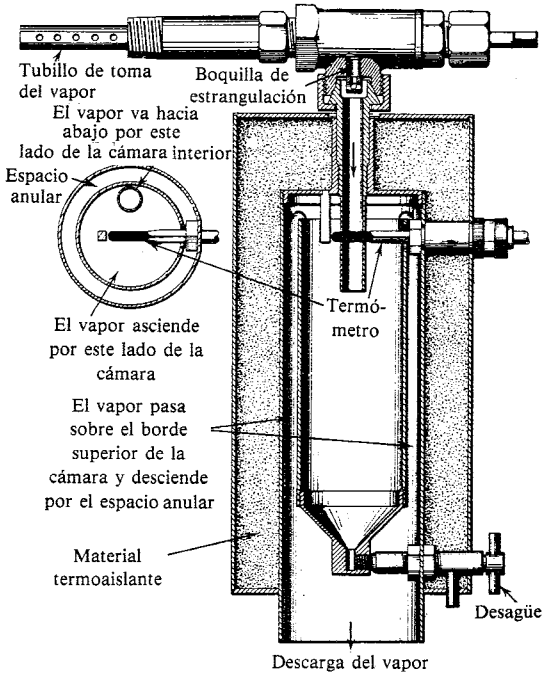



**Fig. 7/20.** *Calorímetro de estrangulación.* El tubo de muestras que está en la tubería principal del vapor, con sus orificios hacia la corriente del vapor, debe estar lo más lejos posible, corriente abajo, de los codos y válvulas, a fin de que la muestra sea representativa, de preferencia en un tramo vertical de la tubería. El vapor pasa a la cámara interior, y ahí un termómetro mide la temperatura. La presión es virtualmente la atmosférica. Saliendo de la cámara interior por la parte superior, el vapor fluye hacia abajo por el espacio anular y sale del aparato por el fondo. El vapor caliente que rodea la cámara interior (una característica patentada) es un medio de ayuda en el aislamiento contra la pérdida por radiación. (*Cortesía de Lewis M. Ellison, Chicago.*)

## 7.20 PROCESOS POLITROPICOS

Un ***proceso politrópico***, figura 7/21, es un proceso interiormente reversible durante el cual

(7-7) $$pV^n = C \quad \text{y} \quad p_1V_1^n = p_2V_2^n = p_iV_i^n \qquad \text{[CUALQUIER FLUIDO]}$$

donde $n$ es una constante. Debido a que $pV^n = C$ y $pV^k = C$ son matemáticamente iguales, las integrales $\int p\,dV$ y $-\int V\,dp$ son también iguales excepto que $n$ está en lugar de $k$; de modo que de la sección §7.13

(7-8) $$\int_1^2 p\,dV = \frac{p_2V_2 - p_1V_1}{1-n} = \frac{mR\,(T_2 - T_1)}{1-n}$$

(7-9) $$-\int_1^2 V\,dp = \frac{n(p_2V_2 - p_1V_1)}{1-n} = \frac{nmR\,(T_2 - T_1)}{1-n}$$

Siempre que la ecuación de proceso sea de la forma $pV^n = C$, entonces $-\int V\,dp = n\int p\,dV$. Lo anterior se aplica a cualquier sustancia en el proceso definido y las integrales tienen los significados anteriormente expresados: $\int p\,dV = W^n$, $-\int V\,dp = \Delta K + W_{sf} = Q - \Delta H$, en el caso de $\Delta P = 0$.

Si la sustancia es un *gas ideal, se utilizan* $p_1V_1^n = p_2V_2^n$ y $p_1V_1/T_1 = p_2V_2/T_2$ como en § 7.13 para las ecuaciones (7-2) y (7-3), y se determinan en las relaciones $TV$ y $Tp$:

**(a)** $$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{1-n} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} \qquad \text{[GAS IDEAL]}$$

Si se sabe o se supone que un proceso de gas ideal es politrópico, y si dos puntos de estado están completamente definidos (por ejemplo, se conocen las presiones y los volúmenes), puede hallarse el valor de $n$ por el uso de logaritmos (o de las escalas log-log de una regla de cálculo) en la ecuación **(a)**.

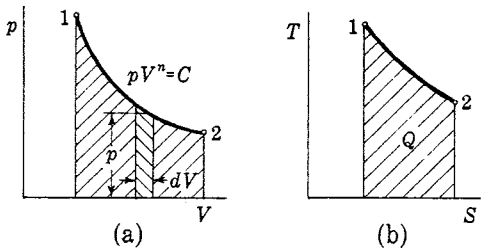



**Fig. 7/21.** *Proceso politrópico reversible.* Estas curvas muestran el aspecto general de este proceso cuando $1 < n < k$. Puesto que, en teoría, el exponente politrópico puede tener cualquier valor $-\infty < n < +\infty$, se pueden obtener curvas con pendiente en cualquier dirección general (ver figura 7/24). En la práctica, $n$ para el proceso llamado politrópico no varía mucho respecto de $k$.

En el caso de un sistema de masa constante, sin flujo y con reversibilidad interna, el calor se puede obtener mediante la ecuación (4-14), $dQ = du + p\,dv$. De la ecuación (7-8) se deduce que $p\,dv = R\,dT/(1 - n)$; también se conoce que $du = c_v dT$ para un gas ideal. Sustituyendo en (4-14) resulta

**(b)** $$dQ = c_v dT + \frac{R\,dT}{1-n} = \frac{c_v + R - nc_v}{1-n}\,dT$$

Por consiguiente, empleando $c_p = c_v + R = kc_v$ se obtiene de la ecuación **(b)**

(7-10) $$dQ = \left[c_v \frac{k-n}{1-n}\right] dT \quad \text{o bien} \quad Q = \left[c_v \left(\frac{k-n}{1-n}\right)\right](T_2 - T_1) = c_n \Delta T$$

[$k$ CONSTANTE]

donde el término entre corchetes se denomina con frecuencia ***calor específico politrópico*** $c_n$ (o bien, $C_n$). Observe también que $c_n$ *es negativo cuando* $k > n > 1$. Un calor específico negativo significa que la sustancia cede calor aunque la temperatura aumente, o bien, que absorbe calor aunque la temperatura disminuya.

En todos los procesos anteriores en que interviene un sistema de vapor, la integral $\int p\,dV$ no fue utilizada, excepto en el caso del proceso isobárico $p = C$. Esto se debe a que complicadas ecuaciones de estado (para vapores) hacen este tratamiento más difícil.

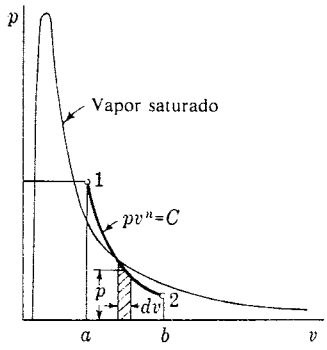



**Fig. 7/22.** *Proceso politrópico.* La localización del punto de partida 1, la magnitud de la expansión o de la compresión y el valor de $n$, determinan si la curva $pv^n = C$ cruza o no la línea de vapor saturado.

Sin embargo, definimos un proceso *politrópico* interiormente reversible para un vapor por la ecuación $pv^n = C$. Empleando $pv^n = C$, con $n$ como un valor medio constante, se obtiene

**(c)**
$$\int_1^2 p\,dv = \frac{p_2v_2 - p_1v_1}{1-n}$$

que es el trabajo de un proceso sin flujo. Los datos, inclusive la definición del proceso, deben ser suficientes para localizar precisamente los puntos de estado que marcan los extremos del proceso, por ejemplo, 1-2, figura 7/22. Por consiguiente, la ecuación (4-14) se puede aplicar con $T\,ds = dQ$; asimismo $Q = \Delta u + \int p\,dv$.

En forma semejante a la ecuación (4-15), y quizá de manera más conveniente,

**(d)**
$$Q = \Delta h - \int_1^2 v\,dp = h_2 - h_1 + \frac{n(p_2v_2 - p_1v_1)}{J(1-n)}$$

donde la integral es como se expresó en §7.13, ecuación (7-5).

### 7.21 Ejemplo, proceso politrópico—Soluciones con *k* constante y por la Tabla de Gas

Una masa de hidrógeno se expande desde un estado de 125 psia (8.8 kgf/cm² abs.), 600°R (333° K) y 9.6 pie³ (0.272 m²) hasta $p_2 = 14.7$ psia (1.033 kgf/cm² abs.) siendo $n = 1.3$, durante un proceso politrópico, figura 7/23. (a) Calcular el trabajo, el calor y el cambio de entropía de un proceso sin flujo. (b) Hallar las mismas cantidades en el caso de un proceso de flujo constante durante el cual $\Delta K = -2$ Btu (−0.504 cal). ¿El área "detrás" de la curva en el plano $pV$ representa el trabajo de flujo constante?

**Solución.** (a) Por uno u otro método, la masa y cualesquiera propiedades desconocidas en el estado 2 es posible calcularlas mediante las ecuaciones de gas ideal.

**(a)**
$$m = \frac{p_1V_1}{RT_1} = \frac{(125)(144)(9.6)}{(766.54)(600)} = 0.376 \text{ lb}$$

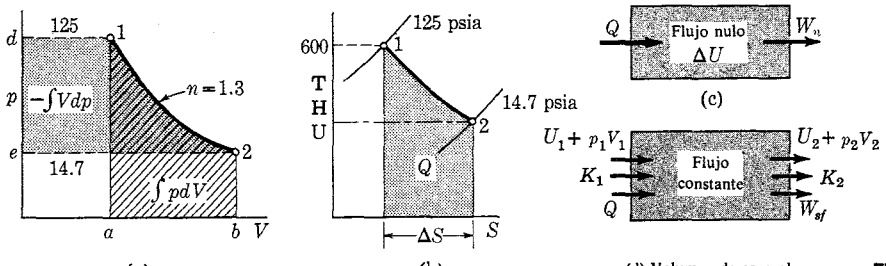



**Fig. 7/23.**

El trabajo puede ser obtenido por operaciones algebraicas sin calcular otra propiedad en 2, pero la temperatura será necesaria de cualquier modo para obtener los valores de tablas:

**(b)**
$$T_2 = T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} = 600\left(\frac{14.7}{125}\right)^{(1.3-1)/1.3} = 366°\text{R}$$

o sea, −94°F. De la ecuación (7-8), por uno u otro planteamiento,

**(c)**
$$W_n = \int p\,dV = \frac{mR(T_2 - T_1)}{J(1-n)} = \frac{(0.376)(766)(366-600)}{(788)(-0.3)} = +288 \text{ Btu}$$

representado por el área $a$-1-2-$b$, figura 7/23. Se emplea el factor de conversión 778, o bien, el valor de $R/J$ tomado de B 1. En unidades métricas se tiene +72.6 kcal.

*k* CONSTANTE

**(d)**
$$c_n = c_v\frac{k-n}{1-n} = 2.434\left(\frac{1.405-1.3}{1-1.3}\right) = -0.852 \text{ Btu/lb·°R}$$

(e) $$Q = mc_n\Delta T = (0.376)(-0.852)(-234) = +74.9 \text{ Btu}$$

representado por el área sombreada en el plano $TS$. Así mismo, $Q = +18.9$ kcal.

(f) $$\Delta S = m\int \frac{dQ}{T}\Big]_{\text{rev}} = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1} = (0.376)(-0.852) \ln \frac{366}{600} = 0.1585 \text{ Btu/°R}$$

O sea, 0.0719 kcal/K.

TABLAS DE GAS. En la solución con la tabla de gas, el calor se obtiene a partir de $Q = \Delta U + \int p\, dV$, o bien, de $Q = \Delta H - \int V\, dp$. Utilizaremos la primera. Por la tabla de B 5: $\bar{h}_1 = 4\,075.6, \bar{u}_1 = 2\,884.1$, $\bar{\phi}_1 = 31.959$, $\bar{h}_2 = 2\,486$, $\bar{u}_2 = 1\,759.1$ y $\phi_2 = 28.608$.

(g) $$\Delta U = m\left(\frac{\bar{u}_2 - \bar{u}_1}{M}\right) = 0.376\left(\frac{1\,759.1 - 2\,884.1}{2.016}\right) = -210 \text{ Btu/lb}$$

(h) $$Q = \Delta U + \int p\, dV = -210 + 288 = +78 \text{ Btu}$$

(i) $$\Delta S = \frac{m}{M}\left(\bar{\phi}_2 - \bar{\phi}_1 - \bar{R} \ln \frac{p_2}{p_1}\right) \qquad \text{[ECUACION (6-13)]}$$

$$= \frac{0.376}{2.016}\left(28.608 - 31.959 - 1.986 \ln \frac{14.7}{125}\right) = +0.168 \text{ Btu/°R}$$

Las mejores respuestas se obtienen con las propiedades de la tabla de gas. En unidades métricas $Q = +19.6$ kcal y $\Delta S = +0.076$ kcal/K.

(b) El cambio de entropía entre las fronteras del volumen de control, donde las propiedades se supone que son uniformes, es el mismo que el anterior, que se justifica con base en que $s$ es una función de punto. El calor es también el mismo que antes, como puede comprobarse de $Q = mc_n\,\Delta T$, aunque es posible utilizar otras racionalizaciones. Para determinar el trabajo de flujo constante por el camino más corto, se emplea

(j) $$-\int V\, dp = n\int p\, dV = (1.3)(288) = 374.4 \text{ Btu} = \Delta K + W_{sf}$$

por la ecuación (4-16) de la cual, para $\Delta K = -2$ Btu se obtiene $W_{sf} = 376.4$ Btu $= 94.8$ kcal. Por ejemplo, directamente del diagrama de energía de la figura 7/23 (d) se obtiene

(k) $$W_{sf} = \frac{0.376(4\,075.6 - 2\,486)}{2.016} + 2 + 78$$

de lo cual $W_{sf} = 376.5$ Btu $= 94.9$ kcal. Por lo tanto, el área detrás de la trayectoria no representa el trabajo del proceso; más bien, $-\int V\, dp = \Delta K + W$, y $\Delta \mathbf{k} \neq 0$.

El tiempo interviene necesariamente en un proceso de flujo constante, pero no produce ninguna diferencia en las respuestas que los 9.6 pie$^3$ de hidrógeno entrantes pasen por el proceso en 1 segundo o en 1 día. Sólo es necesario que ocurra el proceso definido.

## 7.22 CURVAS PARA DIFERENTES VALORES DE *n*

Es inapreciable la utilidad de poder visualizar la forma general en la que las curvas de los procesos se trazan en los planos $pV$ y $TS$. Consideremos la ecuación $pV^n = C$ con diversos valores de $n$ y las líneas de la figura 7/24.

Sea $n = 0$, entonces $pV^0 = C$, o bien, $p = C$, un proceso isobárico. Este valor de $n = 0$ sustituido en diversas ecuaciones politrópicas dará las formas correctas para el proceso a presión constante.

Sea n $= \infty$ entonces de $pV^n = C$, tenemos $p^{1/n}\,V = p^{1/\infty}\,V = V = C$, un proceso isométrico Este valor de $n = \infty$ sustituido en diversas ecuaciones politrópicas producirá las formas correctas para el proceso a volumen constante.

Sea $n = k$; entonces $pV^k = C$, que se reconoce como la ecuación de un proceso isentrópico. Este valor

de $n = k$ sustituido donde aparece $n$, da las formas correctas en el caso del proceso isentrópico. Sea $n = 1$; luego entonces $pV = C$, que se reconoce como la ley de Boyle para un gas ideal y la ecuación de un proceso isotérmico. Este proceso es la excepción puesto que $n = 1$ produce formas indeterminadas en la mayor parte de las ecuaciones politrópicas.

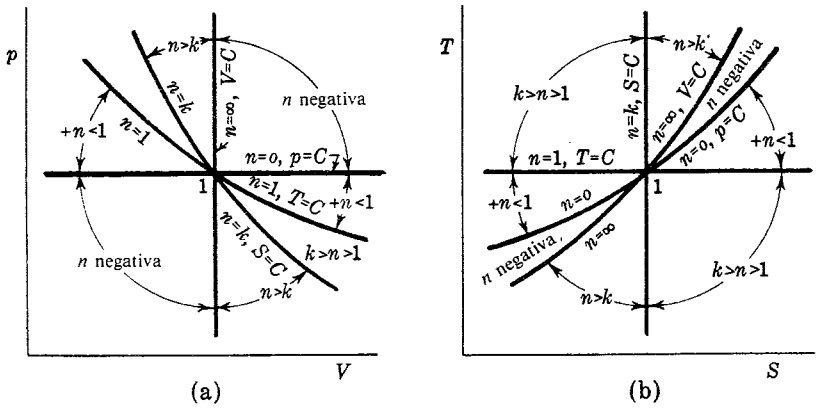



**Fig. 7/24.** *Efecto de la variación de n.* Se supone que ocurren expansiones o compresiones a partir de algún punto común 1. Todos los valores positivos de $n$ dan curvas en el segundo y en el cuarto cuadrantes en el plano $pV$ (a); los valores positivos de $n$ pueden producir curvas en los cuatro cuadrantes en el plano $TS$. (b) Curvas con valores de $n$ entre 1 y $k$ caerán en el segundo y el cuarto cuadrantes en el plano $TS$, y dentro de una región estrecha en el plano $pV$.

## 7.23 PROPIEDADES DE ESTAGNACION Y NUMERO DE MACH

*Las propiedades de estagnación son aquellas propiedades termodinámicas que manifestaría una corriente de fluido compresible si fuera llevada al reposo isentrópicamente* (sin trabajo externo; la energía cinética realiza la compresión). Este efecto de compresión es lo contrario del proceso de expansión isentrópica a través de una tobera desde un gran depósito donde la velocidad y la energía cinética resultan despreciables, esto es, las propiedades de la sustancia en dicho depósito son propiedades de estagnación (o de estancamiento). El proceso inverso puede ocurrir en un difusor, figura 7/25, donde la energía cinética $K_1$ de entrada puede ser grande y la energía cinética de salida tener un valor algo menor; así mismo, $p_2 > p_1$. Si la energía cinética final $K_0 = 0$, entonces las propiedades correspondientes del gas son propiedades de estagnación cuando el proceso es isentrópico. También cuando un cuerpo está en una masa móvil o corriente de fluido, o cuando se mueve a través del fluido con velocidad relativa al mismo, dicho fluido es llevado sustancialmente al reposo respecto del cuerpo sobre las superficies de cara al flujo. En los puntos donde es pequeña la velocidad del fluido con respecto al cuerpo, la energía cinética $K_0 \approx 0$, y en el límite cuando $K_0 = 0$, se obtiene

$$h_0 = h + K = h + \frac{\mathscr{v}^2}{2kJ} \tag{7-11}$$

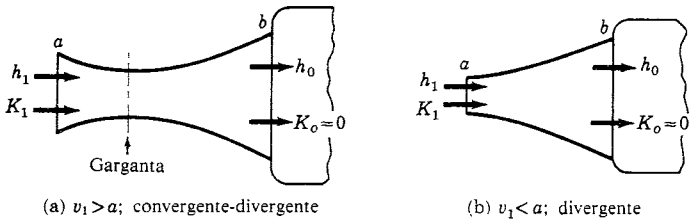
donde la constante de conversión $J$ debe tener las unidades apropiadas y $h$ es la entalpia del fluido cuya velocidad relativa al cuerpo, o difusor, es $\mathscr{v}$. La entalpia de estagnación a menudo es un concepto conveniente en problemas de movimiento de fluidos compresibles, será necesario que el lector tenga presente que, aunque es una magnitud energética, representa *tres* clases distintas de energía: interna, de flujo y cinética.

Si el cuerpo es una aeronave (u otro cuerpo) que se mueve a través de aire tranquilo,

la velocidad del aire relativa al cuerpo es $\mathscr{v} = \mathscr{v}_p$, la velocidad de la aeronave. Si el fluido fuera un gas con $c_p$ constante, entonces $h_0 - h = c_p(T_0 - T)$ y la ecuación (7-11) será

(7-12) $$T_0 = T + \frac{\mathscr{v}^2}{2kJc_p} \quad \text{y} \quad \frac{T_0}{T} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{(k-1)/k} = 1 + \frac{\mathscr{v}^2}{2\mathbf{k}Jc_pT}$$

$[Q = 0,\ W = 0]$ $[s = C]$




(a) $v_1 > a$; convergente-divergente (b) $v_1 < a$; divergente

**Fig. 7/25.** *Difusores.* Las fronteras del volumen de control están en *a* y *b*. Cuando la velocidad inicial $\mathscr{v}_1$ es supersónica, el difusor es convergente-divergente (si $K_o$ es pequeña), como en (a). Si $\mathscr{v}_1$ es subsónica, $\mathscr{v}_1 < a$, el difusor es solo divergente, como en (b). La sección mínima indicada en (a) se llama *garganta*.

donde $T$ es la temperatura obtenida por medio de un instrumento en reposo con respecto al fluido (que se mueve a una velocidad igual a la de éste) y $T_0$ es la temperatura de ***estagnación*** (llamada algunas veces *total*). Sin embargo, considere la ecuación (7-11) con respecto a la ecuación de energía (4-9) para flujo constante, y observe que la ecuación (7-11) es tan válida para un proceso adiabático irreversible como para uno isentrópico; de hecho, expresa que, para $Q = 0$, $W = 0$ y $\Delta P = 0$, *el flujo adiabático es aquél con entalpia constante de estagnación*. Asimismo tratándose *de un gas ideal* con $h = h(T)$, la primera ecuación (7-12) también sería válida, pero $T_0/T = (p_0/p)^{(k-1)/k}$ es correcta sólo cuando $s = C$, y $p_0$ es, por consiguiente, la presión de estagnación isentrópica. Considerando la irreversibilidad (fricción), la presión final $p_0$, resulta menor que $p_0$, figura 7/26, y se puede estimar con un ***coeficiente de presión*** $\kappa_r$, determinado de la experiencia y para los estados que se muestran en la figura 7/26, que se define como

**(a)** $$\kappa_r = \frac{p_2 - p_1}{p_0 - p_1} = \frac{p_{0'} - p_1}{p_0 - p_1}$$

Una forma de la ecuación (7-12), de uso práctico en algunos contextos, se obtiene empleando el número* de Mach **M**, el cual es una relación igual a la velocidad *dividida entre* la velocidad del sonido $a$, en el propio fluido;

(7-13) $$\mathbf{M} \equiv \frac{\mathscr{v}}{a} \qquad \mathbf{M} < 1 \qquad \mathbf{M} > 1$$

[SUBSONICO] [SUPERSONICO]

La ***velocidad acústica*** $a$ en un gas ideal se define por $a = (\mathbf{k}kRT)^{1/2}$, una ecuación que se deducirá más adelante (§18.3) —las unidades son, por ejemplo, **k** en kgf·m/kg·seg$^2$,

* Ernst Mach (1838-1916), físico notable que estudió —y más tarde enseñó— en Viena, fue un investigador con gran interés y competencia en psicología y filosofía. Es autor de varios libros, de los cuales tres o más han sido traducidos al inglés y a otros idiomas. Su trabajo experimental en balística fue reconocido por su significancia en relación con el movimiento supersónico. Por lo anterior, el número de Mach, un concepto importante en el flujo de sustancias compresibles, fue denominado así en honor de él.

$R$ en kgf·m/kg·K, $T$ en K y $a$ en m/seg. Ahora utilicemos $c_p = kR/[J(k-1)]$ en (7-12) y la ecuación (7-13) para obtener

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{k-1}{2}\mathbf{M}^2 \qquad \text{[ADIABATICO]} \tag{7-14}$$

que es válida para cualquier proceso de estagnación de un gas ideal, pero $(p_0/p)^{(k-1)/k} = 1 + (k-1)\mathbf{M}^2/2$ es válida únicamente para el caso de entropía constante. Se recomienda mucho que, en la solución de los problemas de este curso, se comience con la definición básica, siempre que sea posible —por ejemplo, la ecuación (7-11)— en vez de hacer uso de una forma derivada que pudiera ser válida sólo para los datos de un problema particular.

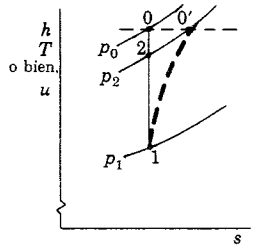



**Fig. 7/26.** *En la estagnación* $p_0 > p_{0'} = p_2$, pero $T_0 = T_{0'}$ en el caso de un gas ideal y $h_0 = h_{0'}$ para cualquier gas (de las relaciones de energía, $\Delta K = \Delta h = 0$). En los difusores reales, la velocidad de salida suele ser bastante pequeña, ya que la energía cinética de salida es despreciable, de modo que se alcanza virtualmente un estado de estagnación.

## 7.24 Ejemplo—Propiedades de estagnación

Suponga que un satélite artificial que entra en la atmósfera de la Tierra y se mueve a una velocidad de 20 000 pie/seg (6 096 m/seg) cuando está en un punto donde $p_a = 0.01$ psia (0.307 kgf/cm$^2$ abs.) y $t_a = 100°$F (37.8°C). Considerando que el evento es adiabático y que $k$ es constante, determinar (a) la temperatura de estagnación frente a la superficie delantera del satélite, (b) la presión correspondiente a un coeficiente de 70% y (c) la velocidad del satélite en función del número de Mach.

**Solución.** (a) Utilizando la ecuación (7-12) se obtiene una temperatura hipotética de

$$\textbf{(a)} \qquad T_0 = T + \frac{e\mathbf{e}^2}{2\mathbf{k}Jc_p} = 560 + \frac{4 \times 10^8}{5 \times 10^4 \times 0.24} = 33.893°\text{R}$$

O sea, 18 829 K.

(b) La presión de estagnación isentrópica, por la ecuación (7-12), es

$$\textbf{(b)} \qquad p_0 = p\left(\frac{T_0}{T}\right)^{k/(k-1)} = 0.01\left(\frac{33.893}{560}\right)^{1.4/04} = 17\,300 \text{ psia}$$

Es decir, 1 218 kgf/cm$^2$ abs. Para $\eta_r = 0.70$, por la ecuación **(a)**, §7.23.

$$\textbf{(c)} \qquad p_{0'} = p + 0.7(p_0 - p) = 0.01 + 0.7(17\,300 - 0.01) = 12\,110 \text{ psia}$$

O sea, 853 kgf/cm$^2$ abs.

(c) Para una velocidad acústica de

$$\textbf{(d)} \qquad a = (\mathbf{k}kRT)^{1/2} = [(32.2)(1.4)(53.3)(560)]^{1/2} = 1\,160 \text{ pie/seg} = 353.6 \text{ m/seg}$$

se obtiene que $\mathbf{M} = 20\,000/1\,160 = 17.24$. Es decir, la velocidad del satélite es 17.24 Mach.

### Ejemplo—Propiedades de estagnación

Una masa de vapor de agua, saturado a 10 bar, fluye por una tubería a una velocidad de 1 000 m/seg. ¿Cuáles son sus propiedades de estagnación?

**Solución.** De la ecuación (7-11)

$$h_0 = h + K$$

De la sección B 16 (SI) se obtienen las siguientes propiedades del vapor saturado a 10 bar:

$$h = 2\,778 \text{ kJ/kg} \qquad s = 6.59 \text{ kJ/kg·K}$$

$$t = 180°\text{C} \qquad v = 0.195 \text{ m}^3\text{/kg}$$

Por consiguiente,

$$h_0 = h + K = 2\,778 + (1/2)(1\,000)^2 = 3\,278 \text{ kJ/kg}$$

$$s_0 = s = 6.59 \text{ kJ/kg·K}$$

Ahora se encuentra $p_0$ y $t_0$ en B 16 (SI) en la intersección de $h_0$ y $s_0$:

$$p_0 = 77 \text{ bar} \qquad t_0 = 450°\text{C} \qquad v_0 = 0.04 \text{ m}^3\text{/kg}$$

## 7.25 SALIDA DE FLUIDO DE UN TANQUE RIGIDO

Suponga que en un sistema constituido por un tanque rígido adiabático ($Q = 0$) que contiene una masa de fluido compresible $m_1$ hay un flujo de salida únicamente y no se efectúa trabajo ($W = 0$); ver figura 7/27. Cuando se detiene o cesa dicho flujo de salida, una cierta masa $m_2$ queda en el tanque. Reflexione sobre este punto por un momento. Puede suponerse que la masa restante ha experimentado un proceso isentrópico desde el volumen parcial original que ocupaba en el tanque a $p_1$ y $t_1$, hasta el volumen final de todo el tanque a $p_2$ y $t_2$. Esta consideración implica una capacidad térmica nula para el tanque, o un revestimiento adiabático en el mismo. De otra manera, con la salida de cada partícula del fluido, la temperatura de la masa restante descenderá con respecto a la temperatura de equilibrio original y comenzará a pasar calor del material del tanque al fluido.

La ecuación definitoria del fluido restante en el tanque es $s_1 = s_2$. Si el fluido es un gas ideal, se aplican todas las relaciones isentrópicas entre $p$, $V$ y $T$, y será posible determinar la temperatura final de dicho fluido como

**(a)** $$T_2 = T_1(p_2/p_1)^{\frac{k-1}{k}}$$

Si un vapor ocupara el tanque, podemos utilizar $s_1 = s_2$, hallar $s_1$ en la tabla apropiada y localizar luego el punto de estado 2 a partir de $s_2$ y la presión $p_2$. Los problemas de esta naturaleza son muy interesantes.

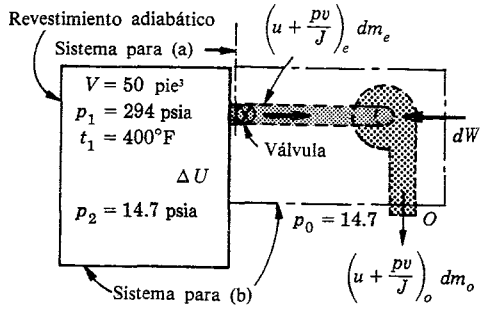



**Fig. 7/27.** El trabajo se muestra como lo que es en realidad, una entrada —y no convencionalmente como una salida. El balance de energía debe estar de acuerdo con lo anterior.

## 7.26 Ejemplo—Salida de gas de un tanque

(a) Un tanque de 50 pies$^3$ (1.415 m$^3$) con un revestimiento adiabático (o sea, sin "capacidad térmica") contiene aire a 294 psia (20.7 kgf/cm$^2$ abs.) y 400°F (204°C), figura 7/27. Si la válvula se abre un poco (de manera que se pueda despreciar la energía cinética en la frontera *e* y sea mínima la turbulencia en el tanque), permitiendo que el aire escape hasta que la presión interior sea igual a $p_0 = 14.7$ psia (la atmosférica), ¿qué cantidad de aire sale del tanque? ¿qué cantidad de energía atraviesa la frontera *e*? Calcule en dos formas. (b) Si se desea ahora reducir la presión del tanque a 0.5 atm por bombeo reversible, ¿qué cantidad de trabajo se requiere?

**Solución.** En esta etapa, para obtener resultados útiles debemos elegir una frontera (o fronteras) donde las propiedades intensivas de la masa que atraviesa el límite sean las mismas en cualquier instante para cada elemento *dm* que cruza la frontera. Este requisito es satisfecho esencialmente por las condiciones especificadas en la frontera *e*, donde las propiedades son iguales a las del tanque, suponiendo que son las mismas en todo lugar en cualquier instante. (a) Si el calor es despreciable, es razonable la hipótesis de expansión isentrópica del gas restante en el tanque en cualquier momento. Entonces, por (a) §7.25, con $T_1 = 400 + 460 = 860$°R.

**(a)**
$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 860 \left(\frac{14.7}{294}\right)^{0.4/1.4} = 366°\text{R}$$

que es la temperatura final. Por la sección B 2, $p_{r1} = 7.149$; entonces $p_{r2} = (14.7/294)(7.149) = 0.3575$. Se entra a la tabla con $p_{r2} = 0.3575$ y se halla $T_2 \approx 366$°R, lo cual sirve de comprobación. Conociendo los estados inicial y final, la masa de aire en cada estado se puede calcular a partir de $pV = mRT$:

**(b)**
$$m_1 = \frac{(294)(44)(50)}{(53.3)(860)} = 46.18 \text{ lb} \quad \text{y} \quad m_2 = \frac{(14.7)(44)(50)}{(53.3)(366)} = 5.426 \text{ lb}$$

Así, el balance de masas da la masa saliente igual a $46.18 - 5.426 = 40.75$ lb $= 18.48$ kg.

Considerando el balance de energía del sistema (a) directamente de la figura 7/27, o con respecto a la ecuación (4-20) donde $Q = 0$, $W = 0$ y $m_i = 0$, se tiene

**(c)**
$$\int d(mu) + \int \text{h}_\text{e}\ \text{dm}_\text{e} = 0 \quad \text{o bien} \quad \int h_e\, dm_e = m_1 u_1 - m_2 u_2$$

lo que equivale a decir que en este caso la energía que atraviesa la frontera *e* es la disminución de la energía interna del sistema. Las energías internas inicial y final en el tanque son:

$$m_1 u_1 = m_1 c_v T_1 = (46.18)(0.1714)(860) = 6\,807 \text{ Btu}$$

$$m_2 u_2 = m_2 c_v T_2 = (5.426)(0.1714)(366) = 340 \text{ Btu}$$

$$\Delta(m_s u_s) = \Delta U_s = U_2 - U_1 = -6\,467 \text{ Btu}$$

Por tanto, la energía que cruza la frontera *e* es de 6 467 Btu (1 630 kcal). Puesto que los calores específicos no cambian mucho en este intervalo de temperatura, se obtiene casi la misma respuesta de la tabla de gas (sección B 2). Inténtelo.

Debido a que el plan de ataque puede ser útil en otro caso, resolveremos ahora el mismo problema utilizando $\int h_e\, dm_e$. Primero, en cualquier instante durante el proceso

**(d)**
$$T = T_1 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = \frac{T_1}{p_1^K} p^K$$

donde $K = (k-1)/k$ por conveniencia. Puesto que la masa en el tanque en cualquier momento es $m = pV/RT$, donde $V$ es constante, la masa que sale del tanque será $m_e = m_{s1} - pV/RT$. Diferen-

ciemos esta ecuación y utilicemos la ecuación **(d)**

**(e)** $$dm_e = -\frac{V}{R}\,d\left(\frac{P}{T}\right) = -\frac{Vp_1^K}{RT_1}d(p^{-K}p) = -\frac{Vp_1^K}{RT_1}\,(1-K)p^{-K}\,dp$$

Empleando $u + pv = h = c_pT = c_pT_1\,p^K/p_1^K$, se obtiene

**(f)** $$\int h_e\,dm_e = \int \frac{c_pT_1p^K}{p_1^K}\left(-\frac{Vp_1^K(1-K)\,dp}{RT_1p^K}\right)$$

$$= \int_{p_1}^{p_2} -\frac{c_pV(1-K)}{R}\,\mathrm{dp} = -\frac{c_pV}{kR}(p_2 - p_1)$$

donde ha sido introducido el valor de $K$ y la integración se efectúa desde el estado 1 hasta el estado 2. El valor numérico, medido a partir de un seudocero a 0°R, resulta

**(g)** $$\int h_e\,dm_e = E_{\text{sal.}} = -\frac{(0.24)\,(50)}{(1.4)(53.3)}\,(14.7 - 294)(144) = 6\,468\ \text{Btu}$$

que es una buena comprobación de la respuesta anterior.

(b) Si se evaluó $\int h_e dm_e$, el sistema para esta parte podría ser bien indicado por la línea fina de punto y raya. Sin embargo, el dispositivo total da la solución más simple, con la frontera $o$ por donde sale la masa de aire; en este caso $e$ es una frontera interna y sin importancia. En el caso del sistema (b) el balance de energía de la figura 7/27 es

**(h)** $$W = \int h_o\,dm_o + \Delta U$$

Observe que si en el sistema hay una expansión isentrópica mientras el compresor comprime reversiblemente al gas, el descenso de temperatura en el tanque equivale al ascenso de temperatura en el compresor; por consiguiente, la temperatura de salida en $o$ permanece constante en el valor de la temperatura al inicio del bombeo, o sea, $T_0 = 366$°R. En consecuencia, $h_0 = c_pT_0 =$ constante y $\int h_0\,\mathrm{dm}_0 = m_0h_0$.

Sea 3 el estado final en el tanque.

**(i)** $$T_3 = T_2\left(\frac{p_3}{p_2}\right)^{(k-1)/k} = 366\left(\frac{7.35}{14.7}\right)^{0.286} = 300°\text{R}$$

**(j)** $$m_3 = \frac{p_3\,V_3}{RT_3} = \frac{(7.35)(144)(50)}{(53.3)(300)} = 3.31\ \text{lb}$$

**(k)** $$U_3 = m_3c_vT_3 = (3.31)(0.1714)(300) = 170.2\ \text{Btu}$$

**(l)** $$\Delta U = U_3 - U_2 = 170.2 - 340 = -169.8\ \text{Btu}$$

La masa de salida durante esta fase de la operación es $m_2 - m_3 = 5.43 - 3.31 = 2.12$ lb $= 0.96$ kg.

$$\int h_o\,dm_o = m_oh_o = (2.12)(0.24)(366) = 186.2\ \text{Btu}$$

$$W = 186.2 - 169.8 = 16.4\ \text{Btu}$$

O sea, $W = 4.13$ kcal. Como la respuesta es positiva, el trabajo es de entrada como se indica en la figura 7/27 (lo cual, desde luego, ya lo sabíamos).

## 7.27 CAMBIO DE ENTROPIA EN UN VOLUMEN DE CONTROL, PROCESO TRANSITORIO EN SUSTANCIA PURA

No importa lo que suceda en un sistema cerrado de masa constante, su cambio de entropía es la diferencia entre su entropía absoluta final y la inicial (si se acepta la tercera ley, §6.12), o el cambio calculado a lo largo de una trayectoria de un proceso interiormente reversible que une los estados [por ejemplo, las ecuaciones (6-12) o bien (6-13)] para un gas ideal. Al tratar un volumen de control donde los cambios en el sistema desde un estado de equilibrio hasta otro, después de que una cierta masa neta atravesó una frontera (o fronteras), se puede utilizar la misma idea, pero deben tenerse en cuenta las diferentes masas antes y después. Sea $s^a$ la entropía absoluta; entonces el cambio de entropía dentro del volumen de control resulta

$$\Delta S = S_2 - S_1 = m_2\, s_2^a - m_1\, s_1^a \tag{7-15}$$

donde $s^a = s^\circ + \Delta\phi - R \ln (p/p^\circ)$, ecuación (6-15); $m_1$ es la masa en el volumen de control en el tiempo $\tau_1$; $m_2$ es la masa en el tiempo $\tau_2$ y, desde luego, los estados 1 y 2 son estados de equilibrio. Si la cantidad de sustancia se mide en moles, tenemos que $\Delta S = n_2\, \bar{s}_2^a - n_1 \bar{s}_1^a$, donde $n$ es el número de moles en el volumen de control. Si el sistema fuera una mezcla homogénea de gases ideales, cada componente de la mezcla se consideraría individualmente a su presión parcial, o bien, se deben conocer ciertas características de la mezcla ($c_p$, $c_v$)—como es el caso de la mezcla de gases llamada aire.

### 7.28 Ejemplo—Entropía, flujo no constante

¿Cuál es el cambio de entropía dentro del volumen de control del ejemplo de § 7.26 (a), en el que aire a 294 psia y 400°F sale de un tanque adiabático de 50 pie$^3$ hasta que la presión en el recipiente es 14.7 psia?

**Solución.** De §7.26 tenemos que $m_1 = 46.18$ lb, $m_2 = 5.426$ lb y $T_2 = 366$°R. Quizá en el caso presente sea suficientemente preciso determinar la entropía absoluta del aire en el estado estándar, 1 atm y 25°C (77°F) considerándolo formado de 21% de $O_2$ y 79% de $N_2$ en volumen. (En realidad si se toma en cuenta un 0.99% de argón, poco influiría en el resultado numérico). Sobre esta base, las presiones parciales del $O_2$ y $N_2$ son por $X_{ipm}$ (sección §6.10) de 0.21 atm y 0.71 atm, respectivamente. Tomando los valores de $\bar{s}^\circ$ para $O_2$ y $N_2$ de la tabla de la sección B 11 y observando que $\Delta\phi = 0$ a la temperatura constante de 25°C, se obtienen los valores de entropía absoluta a sus presiones parciales en la atmósfera como

**(a)** $$O_2: \quad \bar{s}^a = \bar{s}^\circ - \bar{R} \ln p = 49.004 - \bar{R} \ln 0.21 = 52.101 \text{ Btu/lbmol·°R}$$

**(b)** $$N_2: \quad \bar{s}^a = 45.767 - \bar{R} \ln 0.79 = 46.234 \text{ Btu/lbmol·°R}$$

Puesto que las fracciones volumétricas son las mismas que las fracciones molares, la entropía absoluta de 1 mol de aire a 1 atm y 25°C es aproximadamente

**(c)** $$\bar{s}^a, \text{ aire} = (0.79)(46.234) + (0.21)(52.101) = 47.47 \text{ Btu/lbmol·°R}$$

o bien, $s_0 = 47.47/29 = 1.637$ Btu/lb·°R. Las entropías absolutas del aire, al principio y al final, son, por la ecuación (6-15),

**(d)**
$$S_1^a = m_1(s_0 + \Delta\phi - R \ln p_{1\text{atm}})$$
$$= 46.18(1.637 + 0.71323 - 0.59945 - 0.2053) = 43.7 \text{ Btu/°R}$$

$$S_2^a = m_2(s_0 + \Delta\phi - R \ln 1)$$

**(e)**

$$= 5.426(1.637 + 0.50765 - 0.59945 - 0) = 8.38 \text{ Btu/°R}$$

**(f)** $$\Delta S = S_2^a - S_1^a = 8.38 - 43.7 = -35.32 \text{ Btu/°R}$$

donde $\Delta\phi = \phi - \phi^\circ$ de la sección B 2 y $p_1 = 294/14.7 = 20$ atm.

### 7.29 Ejemplo—Flujo transitorio

Un tanque contiene 1 lb (0.45 kg) de vapor de agua saturado a 250°F (121°C), estado 1, y queda conectado a una tubería en la que el estado permanece constante en 120 psia (8.45 kgf/cm² abs.) y 500°F (260°C), figura 7/28, con energía cinética despreciable. Se abre la válvula en la frontera *ii* y se llena el tanque. Después que se cierra dicha válvula, el estado en el tanque es de 120 psia (8.45 kgf/cm² abs.) y 560°F (293°C), estado 2. Determinar el calor, el cambio de entropía dentro del tanque y la producción de entropía para una temperatura de resumidero de 70°F (21°C).

**Solución.** Considerando el tanque como sistema, el balance de energía de la figura 7/28 es

**(a)** $$H_i + Q = \Delta U = U_2 - U_1$$

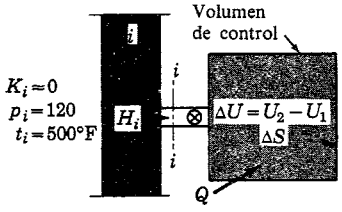



**Fig. 7/28.**

Las propiedades siguientes se tomaron de las secciones B 13 y B 15 (o de las tablas completas):

$$p_1 = 29.825 \qquad v_2 = 4.9538 \qquad v_i = 4.6341$$

$$v_1 = 13.819 \qquad h_2 = 1\,308.0 \qquad h_i = 1\,277.4$$

$$h_1 = h_g = 1\,164.0 \qquad s_2 = 1.7182 \qquad s_i = 1.6872$$

$$s_1 = 1.7000$$

En el caso de $m_1 = 1$ lb de vapor saturado el volumen del tanque es $v_{g1} = 13.819$ pies³. En el estado final, $v_2 = 4.9538$ pies³/lb; por lo tanto,

**(b)** $$m_2 = \frac{V}{v_2} = \frac{13.819}{4.9538} = 2.79 \text{ lb} \quad \text{y} \quad m_{\text{entr.}} = 2.79 - 1 = 1.79 \text{ lb}$$

**(c)** $$H_i = m_{\text{entr.}} h_i = (1.79)(1\,277.4) = 2\,286 \text{ Btu}$$

**(d)** $$U_2 = m_2 u_2 = (2.79)\left(1\,308.0 - \frac{(120)(144)(4.9538)}{778}\right) = 3\,342 \text{ Btu}$$

**(e)** $$U_1 = u_1 = (h - pv)_1 = 1\,164 - \frac{(29.825)(144)(13.819)}{778} = 1\,087.7 \text{ Btu}$$

Sustituyendo los valores hallados en la ecuación **(a)** se obtiene

**(f)** $$Q = 3\,342 - 1\,087.7 - 2\,286 = -31.7 \text{ Btu}$$

O sea, $Q = -7.98$ kcal.

Utilizando la entropía absoluta de agua a 32°F que vale 0.8391 Btu/lb·°R, las entropías absolutas para el estado en este ejemplo (en Btu/lb·°R) son

$$s_1^g = 1.7000 + 0.8391 = 2.5391 \qquad s_2^g = 1.7182 + 0.8391 = 2.5573$$

$$s_1^a = 1.6872 + 0.8391 = 2.5263$$

El cambio de entropía dentro del tanque es

**(g)** $$\Delta S_{\text{sist.}} = m_2 s_2^g - m_1 s_1^g = (2.79)(2.5573) - 2.5391 = 4.5958 \text{ kcal/kg·K}$$

Es decir, $\Delta S_{\text{sist.}} = 4.5958$ kcal/kgK.

Para la producción de entropía, considérese la ecuación (5-13). La entropía que entra al volumen de control con el flujo de masa es

**(h)** $$S_{\text{entr.}} = m_{\text{entr.}} s_1^g = (1.79)(2.5263) = 4.5221 \text{ Btu/°R}$$

Observe que esta es una disminución de entropía del *medio circundante*. El cambio de entropía causado por el calor será

**(i)** $$S_Q = \int \frac{dQ_r}{T_r} = \frac{-31.7}{530} = -0.0598 \text{ Btu/°R}$$

donde $T_r = T_0 = 70 + 460 = 530°\text{R} = 294$ K. De la ecuación (5-13),

**(j)** $$\Delta S_p = 4.5958 - 4.5221 - 0.0598 = +0.0139 \text{ Btu/°R}$$

De manera que $\Delta S_p = +0.0019$ kcal/K. observemos que en la ecuación **(j)** la conversión a entropía absoluta no influye sobre la respuesta, pero que el cálculo individual de **(g)**, por ejemplo, no daría el verdadero cambio de entropía dentro del volumen de control si se utilizaran los valores de referencia de la tabla del vapor de agua.

### 7.30 Ejemplo—Flujo transitorio

Un recipiente de 10 pies$^3$ (0.283 m$^3$) contiene $H_2O$ a 300°F (149°C) y calidad de 5%. Una válvula instalada en la parte superior se mantiene abierta hasta que la temperatura desciende a 250°F (121°C). (a) ¿Qué cantidad de $H_2O$ sale del recipiente? (b) Calcule los volúmenes original y final ocupados por el vapor. El proceso es adiabático y las energías son despreciables.

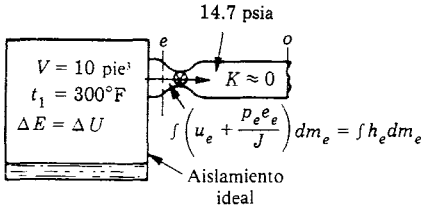



**Fig. 7/29.**

**Solución.** (a) Para resolver tal problema, necesariamente se consideran hipótesis de alguna clase. Quizá el mejor plan sea suponer que el líquido está en la parte inferior, que el flujo es de baja intensidad (existiendo equilibrio interno en todo momento) y que sólo hay salida de vapor. (Desde luego, cuanto mayor sea el tiempo del flujo más calor se transmite, no importa cuán bien esté aislado el recipiente). En cualquier caso, la disminución de energía almacenada $-\Delta U$ es igual a la energía saliente $-\int h_e dm_e$, como lo demuestra el balance de energía,

**(a)** $$0 = \Delta U - \int h_e dm_e \quad \text{o bien} \quad U_1 - U_2 = m_1u_1 - m_2u_2 = -\int h_e dm_e$$

donde se ha utilizado $u + pv/J = h$ en la sección $e$, figura 7/29. Puesto que $h_e$ cambia con la temperatura, la integral $\int h_e dm_e$ no se evalúa fácilmente. Pero si observamos que la variación total de la entalpia de vapor saturado entre 300°F y 250°F es menor que 1.5%, podemos suponer justificadamente para los fines de ingeniería que $h_e$ es constante en el valor medio. Obtengamos las propiedades específicas necesarias y realicemos los cálculos preliminares.

| | | | |
|---|---|---|---|
| $t_1 = 300°F$ | $p_1 = 67.005$ psia | $t_2 = 250°F$ | $p_2 = 29.825$ psia |
| $v_{f1} = 0.01745$ | $h_{f1} = 269.7$ | $v_{f2} = 0.017$ | $h_{f2} = 218.59$ |
| $v_{fg1} = 6.4483$ | $h_{fg1} = 910.0$ | $v_{fg2} = 13.802$ | $h_{fg2} = 945.4$ |
| $v_{g1} = 6.4658$ | $h_{g1} = 1\ 179.7$ | $v_{g2} = 13.819$ | $h_{g2} = 1\ 164.0$ |

$$v_1 = 0.01745 + (0.05)(6.4483) = 0.3399 \text{ pie}^3/\text{lb}$$

$$m_1 = \frac{V}{v} = \frac{10}{0.3399} = 29.4 \text{ lb}$$

$$h_1 = 269.7 + (0.05)(910) = 315.2 \text{ Btu/lb}$$

$$u_1 = 315.2 - \frac{(67.005)(144)(0.3399)}{778} = 311 \text{ Btu/lb}$$

$$U_1 = (29.4)(311) = 9\ 143.4 \text{ Btu}$$

$$h_e \approx \frac{(1\ 179.7 + 1\ 164)}{2} = 1\ 171.9 \text{ Btu/lb}$$

(Conocimiento complementario: Sucede que un promedio algo más exacto obtenido a partir de una curva gráfica de $h_g$ es 1 172.6.)

**(b)** $$-\int h_e\, dm_e = -h_e \int_{m_1}^{m_2} dm_e = h_e(m_1 - m_2) = (29.4)(1\ 171.9) - 1\ 171.9\ m_2$$

$$u_{fg2} = 945.4 - \frac{(29.825)(144)(13.802)}{778} = 869.2 \text{ Btu/lb}$$

$$U_2 = m_2(u_f + x_2u_{fg})_2 = 218.59\ m_2 + 869.2\ x_2m_2$$

donde se ha utilizado $u_{f2} \approx h_{f2} = 218.59$. Notemos que esta aproximación está completamente justificada, en especial considerando la naturaleza de otras hipótesis. Sustituyendo los valores apropiados en la ecuación de balance de energía **(a)** se tiene

**(c)** $$9\ 143.4 - 218.59m_2 - 869.2x_2m_2 = (29.4)(1\ 171.9) - 1\ 171.9\ m_2$$

con dos incógnitas. Otra restricción que contiene las mismas incógnitas es

**(d)** $$V = 10 = m_2v_2 = m_2(v_f + x_2v_{fg})_2 = m_2(0.017 + 13.802x_2)$$

Sustituyendo $m_2$ de esta ecuación **(d)** en la **(c)**, se despeja $x_2$ y se obtiene $x_2 = 2.67\%$. La masa que queda en el recipiente resulta

$$\textbf{(e)} \qquad m_2 = \frac{10}{v_2} = \frac{10}{0.017 + (0.0267)(13.8)} = 25.94 \text{ lb}$$

La masa que sale es $m_1 - m_2 = 29.4 - 25.94 = 3.46$ lb $= 1.57$ kg. Con estos resultados puede comprobarse el balance de energía de la ecuación **(a)**.

(b) En el estado 1, la masa de vapor es $x_1 m_1 = (0.05)(29.4) = 1.47$ lb $= 0.667$ kg; puesto que todo es vapor saturado, su volumen es $1.47 v_{g1} = (1.47)(6.458) = 9.493$ pies$^3$ $= 0.268$ m$^3$. En 2, $x_2 m_2 = (0.0267)(25.94) = 0.693$ lb $= 0.0314$ kg, que corresponde a un volumen de $(0.693)(13.819) = 9.58$ pies$^3$ $= 0.271$ m$^3$.

## 7.31 INDICE DE EFICIENCIA Y OTRAS RELACIONES

Un índice frecuentemente utilizado de la eficiencia (o rendimiento) de una máquina motriz, turbina o motor, es la llamada ***eficiencia motriz*** $\eta$, definida como *la razón del trabajo real producido al trabajo ideal correspondiente:*

$$(7\text{-}16) \qquad \eta = \frac{\text{trabajo real}}{\text{trabajo ideal}} = \frac{W'}{W} \qquad \text{[EFICIENCIA MOTRIZ]}$$

en la cual el trabajo real $W'$, desde luego, puede ser medido en diferentes puntos, lo que da por resultado distintos valores de eficiencia motriz. Por ejemplo, si se trata del trabajo efectivo (o al freno) $W_B$ el valor correspondiente sería la eficiencia motriz efectiva $\eta_b$. En el caso de una turbina de vapor, $W'$ suele ser el trabajo real del *fluido*. Además generalmente la eficiencia motriz de una turbina se considera sobre la base de un proceso adiabático, por lo tanto, en el caso de un proceso adiabático real 1-2, figura 7/16 (a), y el proceso isentrópico 1-2 —estando la frontera 2 a la salida de la turbina— la eficiencia motriz de esta máquina resultaría

$$\textbf{(a)} \qquad \eta_t = \frac{h_1 - h_{2'}}{h_1 - h_2} \qquad \text{[EFICIENCIA MOTRIZ]}$$

donde $\Delta K \approx 0$, o bien, las *entalpias son entalpias de estagnación*, §7.23. Si $\Delta K$ es significativo, se obtiene $W$ y $W'$ a partir de la ecuación de energía para flujo constante.

La ***eficiencia de una tobera***, figura 7/16 (a), donde el estado 2 se considera en la frontera de salida de la misma, es

$$\textbf{(b)} \qquad \eta_n = \frac{\Delta K' \text{ real}}{\Delta K_s \text{ ideal}} = \frac{h_1 - h_{2'}}{(h_1 - h_2)_s} \qquad \text{[EFICIENCIA DE UNA TOBERA]}$$

$\Delta K' = K_{2'} - K_1$, $\Delta K_s = K_2 - K_1$ en el caso de una expansión isentrópica. A menudo, la energía cinética inicial es completamente despreciable. En forma semejante, la ***eficiencia de un difusor***, *cuando la energía cinética final es despreciable*, estado 2', figura 7/16 (b), resulta

$$\textbf{(c)} \qquad \eta_d = \frac{(h_2 - h_1)_s}{K_1} = \frac{(h_2 - h_1)_s}{h_{2'} - h_1} \qquad [K_2 \approx 0]$$

donde los estados 2 y 2' están a la misma presión. Ver §§7.23, 15.14 y 18.15.

## TABLA IV. Fórmulas de gas ideal

En el caso de sistemas de masa constante que experimentan procesos interiormente reversibles.

| *Procesos* → | *Isométrico* $V = C$ | *Isobárico* $p = C$ | *Isotérmico* $T = C$ | *Isentrópico* $S = C$ | *Politrópico* $pV^n = C$ |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | | $p_1V_1^k = p_2V_2^k$ | $P_1V_1^n = p_2V_2^n$ |
| *Relaciones* $p,\ V,\ T$ | $\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1}$ | $\frac{T_2}{T_1} = \frac{V_2}{V_1}$ | $p_1V_1 = p_2V_2$ | $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{(k-1)}$ $= \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}$ | $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{(n-1)}$ $= \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}$ |
| $\int_1^2 p\,dV$ | 0 | $p(V_2 - V_1)$ | $p_1V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ | $\frac{p_2V_2 - p_1V_1}{1-k}$ | $\frac{p_2V_2 - p_1V_1}{1-n}$ |
| $-\int_1^2 V\,dp$ | $V(p_1 - p_2)$ | 0 | $p_1V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ | $\frac{k(p_2V_2 - p_1V_1)}{1-k}$ | $\frac{n(p_2V_2 - p_1V_1)}{1-n}$ |
| $U_2 - U_1$ | $m\int c_v\,dT$ | $m\int c_v\,dT$ | | $m\int c_v\,dT$ | $m\int c_v\,dT$ |
| | $mc_v(T_2 - T_1)$ | $mc_v(T_2 - T_1)$ | 0 | $mc_v(T_2 - T_1)$ | $mc_v(T_2 - T_1)$ |
| $Q$ | $m\int c_v\,dT$ | $m\int c_p\,dT$ | $m\int T\,ds$ | 0 | $m\int c_n\,dT$ |
| | $mc_v(T_2 - T_1)$ | $mc_p(T_2 - T_1)$ | $p_1V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ | | $mc_n(T_2 - T_1)$ |
| $n$ | $\infty$ | 0 | 1 | $k$ | $-\infty$ a $+\infty$ |
| Calor específico $c$ | $c_v$ | $c_p$ | $\infty$ | 0 | $c_n = c_v\left(\frac{k-n}{1-n}\right)$ $[k = C]$ |
| $H_2 - H_1$ | $m\int c_p\,dT$ | $m\int c_p\,dT$ | 0 | $m\int c_p\,dT$ | $m\int c_p\,dT$ |
| | $mc_p(T_2 - T_1)$ | $mc_p(T_2 - T_1)$ | | $mc_p(T_2 - T_1)$ | $mc_p(T_2 - T_1)$ |
| $S_2 - S_1$ | $m\int \frac{c_v\,dT}{T}$ | $m\int \frac{c_p\,dT}{T}$ | $\frac{Q}{T}$ | 0 | $m\int \frac{c_n\,dT}{T}$ |
| | $mc_v \ln \frac{T_2}{T_1}$ | $mc_p \ln \frac{T_2}{T_1}$ | $mR \ln \frac{V_2}{V_1}$ | | $mc_n \ln \frac{T_2}{T_1}$ |
| | | $m\int \frac{c_v\,dT}{T} + mR \ln \frac{v_2}{v_1}$ | | $m\int \frac{c_p\,dT}{T} - mR \ln \frac{p_2}{p_1}$ | |

La ***eficiencia de compresión*** se define como el trabajo ideal (isentrópico) de una compresión dividido entre el trabajo real:

**(a)**
$$\eta_c = \frac{\text{trabajo ideal}}{\text{trabajo real}} = \frac{W}{W'} \quad \text{[EFICIENCIA DE COMPRESION]}$$

La ***relación de expansión*** $r_e$ durante un proceso particular es la razón del *volumen final* $V_2$ al *volumen inicial* $V_1$. Por ejemplo, la relación de expansión isotérmica correspondiente a la figura 7/10 es $r_e = V_2/V_1$.

La ***relación de compresión*** $r_k$ de un proceso es la razón del *volumen inicial* $V_1$ al *volumen final* $V_2$. Por ejemplo la relación de compresión isentrópica correspondiente a la figura 7/16 (b) es $r_k = V_1/V_2$.

La ***relación de presiones*** $r_p$ es igual a la presión máxima dividida entre la presión mínima en un proceso particular; por ejemplo, $p_1/p_2$ en el caso del proceso isentrópico 1-2, figura 7/16 (a), y $p_2/p_1$ en el caso de la figura 7/16 (b). Obsérvese que *cada una de estas razones es mayor que* 1.

### 7.32 CONCLUSION

La termodinámica es exigente pero, para algunos, fascinante. Sin embargo, al inicio de su estudio muchos lectores quedan abrumados por el gran número de nuevas ideas y palabras técnicas. Los repasos frecuentes son útiles, especialmente si se emplean donde es posible codificar los conocimientos presentados y advertir su relación con respecto de las leyes fundamentales. Aunque el principiante está inclinado a depender indebidamente de la memoria tratándose de los detalles, es más fácil y más provechoso reconocer la utilidad repetitiva de las ideas básicas. Hay que concentrarse en el aprendizaje de las definiciones de palabras y leyes para una mejor comprensión y una comunicación más efectiva. Por consiguiente, el resumen de la Tabla IV no está destinado a ser un medio en el que resulte necesario apoyarse por entero, sino como un ejemplo de actividad de repaso.

## PROBLEMAS

### UNIDADES SI

**7.1** Un sistema termodinámico consiste en una masa de fluido dentro de un depósito rígido aislado térmicamente (adiabático) que cuenta con un dispositivo interno de paletas. El fluido es agitado haciendo girar las paletas con un trabajo externo $W_p$. Tratándose del sistema, evaluar cada una de las siguientes expresiones indicando si su valor es igual a, menor que, o mayor que cero: **(a)** trabajo neto, **(b)** $\Delta U$, **(c)** $\Delta H$, **(d)** $\Delta S$, **(e)** $\int dQ/T$, **(f)** $\Delta(pV)$, **(g)** $\int pdV$, **(h)** $-\int Vdp$.

**7.2** Se tiene una masa de 1.36 kg de aire a 137. 9 kPa abs. agitada por paletas internas en un recipiente rígido termoaislado, cuyo volumen es 0.142 $m^3$, hasta que la presión alcanza 689.5 kPa abs. Determine: **(a)** el trabajo de entrada, **(b)** $\Delta(pV)$, **(c)** $\Delta E_f$, y **(d)** $Q$.

*Resp.* **(a)** 196.2 kJ, **(b)** 78.3 kJ.

**7.3** Una cierta cantidad de agua saturada a 30°C ($v_f$ = 0.001 $m^3$, $h_f$ = 125.7 kJ/kg, $p_{sat.}$ = 0.04 bar) se inyecta a un recipiente de 0.3 $m^3$ que estaba al vacío, y posteriormente se calienta hasta que la presión y la temperatura sean de 20 bar y 300°C, respectivamente. Calcule: **(a)** la masa de agua utilizada y **(b)** el calor requerido.

**7.4** Un proceso a volumen constante, reversible y sin flujo, disminuye la energía interna en 316.5 kJ de una masa de 2.268 kg de un gas para el cual $R$ = 430 J/kg·K y $k$ = 1.35. Para este proceso, determine **(a)** el trabajo, **(b)** el calor y **(c)** el cambio de entropía si la temperatura inicial es de 204.4°C.

*Resp.* **(b)** −316.5 kJ, **(c)** −0.7572 kJ/K.

**7.5** La energía interna de un sistema consistente en gas nitrógeno alojado en un recipiente de 283 lit, rígido y perfectamente termoaislado, se incrementa en 2 930 kJ por medio de agitadores interiores (paletas). Si la presión inicial es $p_1$ = 1 379 kPa abs., obtenga $p_2$ y $\Delta S$ (por kg).

**7.6** Durante un experimento de criogenia, 2 gmol de oxígeno se colocan en un frasco Dewar cerrado de 1 lit a 120 K. Después de cierto tiempo se observa que la temperatura es de 215 K. Utilice la sección B 27 y halle **(a)** el aumento de presión, **(b)** $Q$ y **(c)** la irreversibilidad.

**7.7** Se tiene una masa de 1.36 kg de un cierto gas, para el cual $R$ = 377 J/kg·K y $k$ = 1.25, que experimenta un proceso a volumen constante sin flujo desde $p_1$ = 551.6 kPa abs. y $t_1$ = 60°C, hasta $p_2$ = 1 655 kPa abs. Durante el proceso el gas es agitado interiormente y también

se suministran 105.5 kJ de calor. Determine **(a)** $t_2$, **(b)** el trabajo de entrada, **(c)** $Q$, **(d)** $\Delta U$ y **(e)** $\Delta S$.

*Resp.* **(a)** 999 K, **(b)** −1 260.5 kJ, **(e)** 2.253 kJ/K.

**7.8** Un dispositivo de cilindro y émbolo vertical y sin fricción contiene 1 kg de vapor de agua a 25 bar, 260°C. Se produce calentamiento a presión constante haciendo que el émbolo se mueva hacia arriba hasta que se duplique el volumen inicial; se tiene un valor local de $g$ = 9.145 m/s$^2$. Resuelve **(a)** el cambio de energía potencial del émbolo, **(b)** el calor **(c)** Si el proceso se hubiera producido debido a una entrada de trabajo de agitación únicamente (y nada de calor), halle el trabajo neto del sistema.

*Resp.* **(a)** 224, **(b)** 1 018, **(c)** −794 kJ.

**7.9** Se expande un flujo de vapor de agua de 0.90 kg/seg a presión constante desde 30 bar y calidad de 70% hasta un estado final. Si el proceso es sin flujo para el cual $W$ = 121.3 kJ/seg, calcule **(a)** la temperatura final, **(b)** $Q$ y **(c)** la parte disponible de $Q$ para una temperatura de resumidero de $t_0$ = 27°C.

*Resp.* **(a)** 282°C, **(b)** 966 kJ/seg, **(c)** 414 kJ/seg.

**7.10** Si una masa de 2 kg de vapor de agua a 18 bar y 288°C experimenta un proceso a presión constante hasta que la calidad es de 50% ($h_2$ = 2 220, $v_2$ = 0.075, $S_2$ = 5.18), determine $W$, $\Delta H$, $Q$, $\Delta U$ y $\Delta S$: **(a)** si el proceso es sin flujo, **(b)** si el proceso es de flujo constante con $\Delta K$ = 0. Utilice la sección B 16 (SI).

*Resp.* **(a)** $W$ = −220 kJ, $Q$ = −1 566 kJ. $\Delta S$ = −3.20 kJ/K.

**7.11** **(a)** Compruebe que para un proceso isotérmico reversible (gas o vapor) representado en el plano $pV$, el área bajo la gráfica es exactamente igual al área detrás (o sea, a la izquierda) de dicha gráfica. **(b)** Demuestre que esta curva debe ser cóncava hacia arriba y tener una pendiente negativa en este plano.

**7.12** Se tiene un flujo de 2.27 kg/min de vapor de agua que experimenta un proceso isotérmico desde 27.6 bar, 316°C hasta 6.9 bar. Trace los diagramas $pV$ y $TS$, y determine **(a)** $\Delta S$, **(b)** $Q$, **(c)** $W$ para un proceso sin flujo, y **(d)** $W$ para un proceso de flujo constante con $\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = +42 kJ/min.

*Resp.* **(a)** 1.6 kJ/K·min. **(b)** 942, **(c)** 846, **(d)** 798 kJ/min.

**7.13** Una masa de helio a 100 atm y 165 K se expande isotérmicamente hasta 1 atm. Si se tienen 2 kg de sustancia halle **(a)** $W$ en el caso de un proceso sin flujo y para uno de flujo constante ($\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = 0), **(b)** $\Delta U$, **(c)** $Q$ y **(d)** $\Delta S$. Utilice la sección B 30.

**7.14** Durante un proceso reversible se extraen 317 kJ de un flujo de 1.134 kg/s de un cierto gas, mientras la temperatura permanece constante en 26.7°C. En el caso de este gas, $c_p$ = 2.232 y $c_v$ = 1.713 kJ/kg·K. La presión inicial es de 586 kPa abs. Para procesos sin flujo y de flujo constante ($\Delta P$ = 0, $\Delta K \approx$ 0), determine **(a)** $V_1$, $V_2$ y $p_2$, **(b)** $W$ y $Q$, **(c)** $\Delta S$ y $\Delta H$.

*Resp.* **(a)** 302 lit/seg, 50 lit/seg, 3 539 kPa abs. **(b)** − 317 kJ, **(c)** $\Delta S$ = −1.056 kJ/K·seg.

**7.15** Un sistema gaseoso dado experimenta un proceso isentrópico, del estado 1 al estado 2. **(a)** Combine las dos relaciones $pv = RT$ y $pv^k = c$ y demuestre por comparación que $T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k} = (v_1/v_2)^{k-1}$. **(b)** Integre las dos expresiones utilizando $pv^k = c$ y demuestre que $-\int v\, dp$ es $k$ veces el valor de $\int p\, dv$.

**7.16** Durante un proceso isentrópico de 1.36 kg/s de aire, la temperatura aumenta desde 4.44°C hasta 115.6°C. En el caso de un proceso sin flujo y de uno de flujo constante ($\Delta K$ = 0, $\Delta P$ = 0), obtenga **(a)** $\Delta U$, **(b)** $W$, **(c)** $\Delta H$, **(d)** $\Delta S$ y **(e)** $Q$.

*Resp.* **(a)** 108.8 **(b)** −108.8, **(c)** 152.2 kJ/seg.

**7.17** Una masa de vapor de agua fluye isentrópicamente a través de una tobera desde 1 517 kPa abs., 288°C hasta 965 kPa abs. Represente el proceso en el diagrama $TS$ y para $\dot{m}$ = 454 g/seg, determine **(a)** $\Delta s$, **(b)** $t_2$, **(c)** $W$, **(d)** $\Delta K$. **(e)** Suponga que la eficiencia de la tobera es $e_n$ = 94% y halle los valores correspondientes a los incisos precedentes.

*Resp.* **b** 232°C, **(d)** 48.3 kJ/seg.

**7.18** Un calorímetro de estrangulación está conectado a una tubería de vapor en la cual la presión es de 15 bar. En el calorímetro, $p_2$ = 1 bar y $t_2$ = 110°C. Calcule la calidad y la humedad de una muestra tomada de vapor.

*Resp.* $y$ = 5.2%.

**7.19** Si 4 kg de vapor a 12 bar, 260°C se expanden hasta la región de vapor húmedo a 90°C según un proceso politrópico para el que $pV^{1.156} = C$, evalúe **(a)** $y_2$, $\Delta H$, $\Delta U$, $\Delta S$; **(b)** $\int p\, dV$, **(c)** $-\int V\, dp$, **(d)** $W$ para un proceso sin flujo y **(e)** $W$ para un proceso de flujo constante si $\Delta K$ = −3kJ/kg. ¿Qué representa $-\int V\, dp$ en este proceso? **(f)** Obtenga $Q$ a partir del proceso de flujo constante y también a partir de las ecuaciones de energía para un proceso sin flujo. Utilice la sección B 16 (SI).

**7.20** El trabajo requerido para comprimir un gas reversiblemente de acuerdo con $pV^{1.30} = C$

es 67 790 J si no hay flujo. Determine $\Delta U$ y $Q$ si el gas es **(a)** aire, **(b)** metano.

*Resp.* **(a)** 50.90 kJ, −16.99kJ.

**7.21** Una sonda para condiciones de estagnación se fabricó empleando un metal con soldadura ordinaria (y punto de fusión de 183°C). Calcule la velocidad límite del aire a la cual puede ser sometida la sonda con base en condiciones estáticas normales de 1 atm y 26.7°C.

**7.22** Un recipiente de 142 lit contiene oxígeno inicialmente a 552 kPa abs. y 37.8°C. Tal recipiente cuenta con una válvula automática de alivio de presión que mantiene constante la presión máxima de 689.5 kPa abs. Calcule el calor transmitido al oxígeno mientras la temperatura del gas que permanece en el recipiente se eleva a 282.2°C. *Resp.* 173 kJ.

## UNIDADES TECNICAS

**7.23** Un recipiente rígido contiene 2 lb de una mezcla de líquido y vapor ($x_1$ = 50%) de $CO_2$ a 90 psia (6.3 kgf/cm² abs). El $CO_2$ absorbe calor hasta que su temperatura es de 400°F (204°C); el ambiente está en $p_0$ = 14.7 psia (1.033 kgf/cm² abs.), $t_0$ = 80°F (27°C). Utilice B 31 y determine **(a)** la presión final $p_2$ y el volumen, **(b)** $Q$ y la porción de $Q$ que se halla disponible ($s_1$ = 0.150 Btu/°R·lb), **(c)** la irreversibilidad, si la fuente de calor está a la temperatura mínima constante.

*Resp.* **(a)** 400 psia, 1 pie³, **(b)** −30.4 Btu, **(c)** 139 Btu.

**7.24** Un cierto gas ideal tiene una constante $R$ = 38.9 pies·lb/lb·°R con $k$ = 1.4. **(a)** Determine $c_p$ y $c_v$. **(b)** Si 3 lb de este gas experimentan un proceso a volumen constante, sin flujo y reversible desde $p_1$ = 20 psia, 140°F hasta 740°F, halle $p_2$, $\Delta U$, $\Delta H$, $Q$, $W$. **(c)** Si el proceso en **(b)** hubiera sido de flujo constante con $\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = 0, obtenga $W$ y $\Delta S$.

*Resp.* **(a)** 0.125, 0.175 Btu/lb·°R; **(b)** 40 psia, $Q$ = 226 Btu, **(c)** −90 Btu, 0.26 Btu/°R.

**7.25** Un recipiente de presión contiene 2.5 lb de vapor saturado a 70 psia. Halle la cantidad de calor que se debe ceder para reducir la calidad al 60%. ¿Cuál será la presión y la temperatura del vapor en este nuevo estado?

*Resp.* $Q$ = −875 Btu.

**7.26** Una masa de 1 lb de vapor de agua húmedo, a 500°F y con una entalpia de 800 Btu, está en un recipiente rígido. Se aplica calor hasta que el vapor queda saturado. Determine **(a)** la presión inicial $p_1$, **(b)** la calidad $x_1$, **(c)** el volumen $v_1$, **(d)** la presión final $p_2$; y en el caso del proceso, **(e)** $W$, **(f)** $Q$.

*Resp.* **(a)** 680.8 psia, **(b)** 43.75%, **(c)** 0.3064 pie³, **(d)** 1383 psia, **(f)** 336.4 Btu.

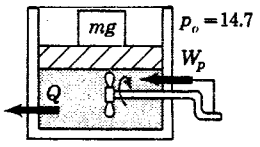
**7.27** Una masa de vapor de amoniaco a 100 psia y 320°F se enfría a presión constante hasta vapor saturado por un proceso a flujo constante con $\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = 0. Si la masa es de 3 lb, determine **(a)** $Q$ y $W$, **(b)** $\Delta V$, **(c)** $\Delta U$ y **(d)** $\Delta S$. **(e)** Igual que lo anterior, excepto que el proceso es sin flujo. Ver B 33.

*Resp.* **(a)** −468 Btu. **(b)** −5.55 pie³, **(c)** −365.2 Btu, **(d)** −0.732 Btu/°R.

**7.28** Un sistema perfectamente termoaislado contiene 2 pie³ de oxígeno a 75°F y 80 psia, el cual recibe un trabajo de agitación a presión constante hasta que la temperatura alcanza 150°F. Vea la figura. Determine **(a)** el calor, **(b)** el cambio de energía interna, **(c)** el trabajo de entrada, **(d)** el trabajo neto, **(e)** la variación de entropía y **(f)** el cambio de entalpia.

*Resp.* (Sección B 1) **(b)** 10.25 Btu, **(c)** 14.40 Btu, **(d)** −10.25 Btu, **(e)** 0.02525 Btu/°R, **(f)** 14.40 Btu.

**7.29** Una masa de 2 lb de hidrógeno simultáneamente cede calor y recibe trabajo de agitación en un cambio de estado sin flujo a presión constante desde una temperatura inicial de 250°F hasta una temperatura final de 90°F. Ver la figura. Si el calor cedido es tres veces el trabajo de agitación determine **(a)** $\Delta U$, $\Delta H$ y $\Delta S$ para el sistema, **(b)** $Q$, **(c)** $W_{neto}$.




**Problemas 7.28, 7.29**

*Resp.* (Sección B 5) **(a)** −786 Btu, −1102 Btu, −1.762 Btu/°R; **(b)** −1 653 Btu; **(c)** −867 Btu.

**7.30** Se evaporan 2.5 kg/seg de freón 12 a presión constante, $p$ = 1.4 kgf/cm² abs. desde líquido saturado hasta un estado donde $t_2$ = 15°C; en el estado inicial, $t_1$ = −22.3°C, $s_{fl}$ = 0.01551 kcal/K·kg, $v_{fl}$ = 0.00084 m³/kg. Tratándose de situación reversibles sin flujo determine **(a)** $\Delta s$; **(b)** $Q$; **(c)** $W$; **(d)** Si el proceso es de flujo constante con $\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = 0, obtenga $Q$ y $W$. Haga uso de la sección B 35.

**7.31** Se considera el dióxido de carbono como un posible congelante (o refrigerante) para una plataforma espacial en órbita sin tripulación. El va-

por saturado entra a flujo y presión constantes a un absorbedor de calor, y sale a 30 psia, 450°F. Halle $Q$ y $\Delta S$ para cada kilogramo por segundo. Utilice B 31.

**7.32** Se expanden isotérmicamente 1.5 kg/seg de $NH_3$ desde vapor saturado hasta el estado de 0.7 kgf/cm$^2$ abs., 38°C. Determine **(a)** $Q$, **(b)** $W$ (sin flujo), **(c)** $W$ (flujo constante, $\Delta K = 0$), **(d)** $\Delta G$, **(e)** la porción no disponible de $Q$ para $t_0 = 15$°C. Vea B 33.

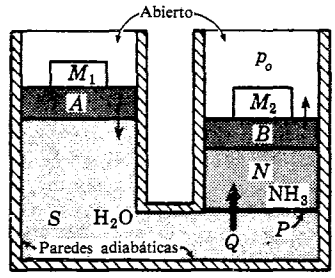
**7.33** Se comprimen isotérmicamente 800 pie$^3$/min de aire medidos a 80°F y 200 psia; se tiene que $p_2 = 600$ psia. En el caso de procesos sin flujo y con flujo constante ($\mathscr{e}_1 = 75$ pie/seg, $\mathscr{e}_2 = 150$ pie/seg, $\Delta P = 0$), calcule **(a)** $\int p\,dV/J$ y $-\int V\,dp/J$, **(b)** $\Delta U$, $\Delta H$ y $\Delta S$, **(c)** el trabajo y el calor.

*Resp.* **(a)** −32 500 Btu/min, **(b)** $\Delta S = -60.24$ Btu/°R, **(c)** $W_n = -32\,500$ Btu/min, $W_{sf} = -32\,770$ Btu/min, $Q = -32\,500$ Btu/min.

**7.34** Se considera el mercurio como un fluido operante para un motor térmico a bordo de una plataforma espacial en órbita. El mercurio absorberá calor radiante e inicialmente está a 7 kgf/cm$^2$ abs., $y_1 = 45\%$; el estado final es de 0.035 kgf/cm$^2$ abs., 480°C. Para cada kilogramo de mercurio que circula calcule **(a)** $\Delta s$, $\Delta h$; **(b)** $Q$; **(c)** $W$ si $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$. **(d)** Si la fuente radiadora de temperatura constante está a 5 550 K, obtenga la producción de entropía para esta interacción térmica. Utilice B 34.

**7.35** Una masa de freón 12 en estado de líquido saturado se evapora a temperatura constante en un sistema de refrigeración; sale como vapor saturado a 1 kgf/cm$^2$ abs. En el caso de un flujo constante de 1 kg/seg, determine $Q$. ¿Cuál es la entropía final y el volumen final? Emplee B 35.

**7.36** Un sistema binario (de dos fluidos) $H_2O/NH_3$ (ver la figura) está provisto de dos pistones contrapesados $A$ y $B$, sin fricción, una partición rígida conductora $P$, 5 kg de vapor de $H_2O$ saturado a 150°C en la parte $S$, y 2.5 kg de $NH_3$ líquido saturado a 15°C ($v_f = 0.0016$ m$^3$/kg) en la parte $N$; se tiene que $p_0 = 1.033$ kgf/cm$^2$ abs. Fluye calor desde el vapor condensante a través de $P$ para hacer hervir el $NH_3$. En el momento en que se evapore la última gota de $NH_3$ líquido, determine para el proceso **(a)** $Q$; **(b)** la cantidad de vapor de agua condensado; **(c)** $\Delta S$ para el $H_2O$; **(d)** $\Delta S$ para el $NH_3$; **(e)** $\Delta S$ para el sistema total; **(f)** el trabajo neto para $S$ y $N$; **(g)** la porción disponible de $Q$ cuando salió del $H_2O$ ($t_0 = 15$°C) y después de que entró al $NH_3$; **(h)** el cambio neto de energía potencial de los sistemas de pistón contrapesado.




**Problema 7.36**

**7.37** Suponga que un flujo de 10 lb/s de vapor de agua a 110 psia, 600°F entra a una turbina pequeña ideal en condiciones de estado estable y flujo constante y, después de una expansión isentrópica, se descarga a 20 psia; $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$. Represente el proceso en los planos $pV$ y $TS$, utilice la sección B 15 y obtenga **(a)** la temperatura de salida $t_2$, **(b)** $W$ en kW y en MJ/h, **(c)** Luego emplee el diagrama de Mollier (sección B 16) y compruebe las respuestas en **(a)** y **(b)**.

*Resp.* **(a)** 250°F, **(b)** 1 707 kW, 6 145 MJ/h.

**7.38** La energía interna de un cierto gas ideal viene dada por la expresión $u = 850 + 0.529\,pv$ (en Btu/lb), donde $p$ está en psia. Determine el exponente $k$ en $pv^k = C$ para este gas, el cual experimenta un proceso isentrópico.

*Resp.* $k = 1.35$.

**7.39** Durante un proceso isentrópico de 2 kg/s de aire, la temperatura aumenta de 27°C a 227°C. Calcule **(a)** $\Delta U$, $\Delta H$, $Q$ y $\Delta S$, **(b)** $\int p\,dV$ y $-\int V\,dp$, **(c)** el trabajo sin flujo, **(d)** el trabajo de flujo constante, donde $\Delta P = 0$, $\Delta K = -10$ Btu/seg. **(e)** En el caso de un proceso adiabático irreversible desde el mismo estado inicial hasta la misma presión final, la temperatura final es de 260°C. Halle el trabajo sin flujo y a flujo constante ($\Delta P = 0$, $\Delta K = -10$ Btu/seg). ¿Cuánto vale $\Delta S$ en este proceso?

**7.40** Durante un ciclo de refrigeración, 1 kg/seg de vapor de freón 12 saturado se comprime desde 1.33 kgf/cm$^2$ abs. hasta 14 kgf/cm$^2$ abs. y 77°C. El proceso es uno adiabático irreversible de flujo constante ($\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$). **(a)** Determine $W$ y la eficiencia del compresor. **(b)** El freón 12 comprimido fluye a través de un tubo largo hasta un condensador, al que llega a 12.6 kgf/cm$^2$ abs., 71°C; se tiene que $t =$

26.7°C. Calcule la pérdida de disponibilidad y la irreversibilidad. ¿Existió alguna interacción de calor durante el flujo por el tubo?

**7.41** Suponga que un flujo de 5 lb/seg de $NH_3$ es comprimido adiabáticamente desde 100 psia, 170°F hasta 220 psia, en flujo constante; $\Delta K = 0$. El aumento de entropía es de 0.1950 Btu/°R·s debido a efectos irreversibles. Determine **(a)** $t_2$, **(b)** $W'$, **(c)** el trabajo extra necesario debido a los efectos irreversibles.

*Resp.* **(a)** 340°F, **(b)** 454 Btu/seg, **(c)** −151 Btu/seg.

**7.42** Un flujo de 8 lb/seg de gas $CO_2$ es comprimido politrópicamente ($pV^{1.2} = C$) desde $p_1 =$ 15 psia (1.05 kgf/cm² abs.), $t_1 = 140$°F (60°C) hasta $t_2 = 440$°F (227°C). Suponiendo acción de gas ideal, obtenga $p_2$, $W$, $Q$, $\Delta S$, **(a)** en el caso de un proceso sin flujo, **(b)** cuando se trata de un proceso de flujo constante donde $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$.

**7.43** Como parte de un ciclo de refrigeración, vapor saturado de freón 12 a −10°F (−23.3°C) es comprimido politrópicamente hasta 200 psia (14 kgf/cm² abs.), 200°F (92°C). **(a)** En el caso de condiciones sin flujo, determine la $n$ de $pV^n = C$, $\Delta s$, $W$, $Q$; la irreversibilidad si $t_0 =$ 40°F (4.4°C) y si todo el calor cedido lo recibe el resumidero. **(b)** Tratándose de condiciones de flujo constante, $\Delta P = 0$ y $\Delta K = 0$, halle $W$, $Q$ y la irreversibilidad. Vea la sección B 35.

**7.44** Una masa de helio experimenta un proceso politrópico sin flujo desde $V_1 = 2$ pie³ y $p_1 = 14.4$ psia hasta $p_2 = 100$ psia. Suponiendo que se realizan 9.54 Btu de trabajo durante el proceso, calcule el valor de $n$ en $pV^n = C$, y obtenga $Q$. *Resp.* 1 559 Btu, − 1.517 Btu.

**7.45** Un flujo de hidrógeno de 2 lb/min experimenta un proceso politrópico de flujo constante desde $p_1 = 50$ psia, $v_1 = 90$ pies³/lb, $\mathscr{V}_1 =$ 300 pies/seg., $\Delta P = 0$, hasta que la presión, el volumen y la velocidad se duplican. Determine **(a)** $n$ en $pV^n = C$; **(b)** $T_1$ y $T_2$; **(c)** $\Delta H$, $\Delta U$ y $\Delta S$; **(d)** $\int p\ dV/J$, y $-\int V\ dp/J$; **(e)** $W$ y $Q$.

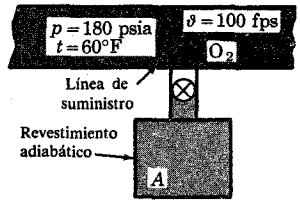
*Resp.* (Sección B 5) **(a)** −1; **(b)** 846°R, 3 384°R **(c)** 18 710 y 13 710 Btu/min, 8.705 Btu/min·°R; **(d)** 2 500, −2 500; **(e)** −2 511, 16 210 Btu/min.

**7.46** Un avión *turbojet* vuela a una altitud de 25 000 pies donde las condiciones atmosféricas son de 6.20 psia y −20°F. Calcule la temperatura y presión de estagnación de la capa de aire que recubre la superficie de la aeronave, si la velocidad de ésta es de **(a)** 600 mi/h, **(b)** 1 000 mi/h, **(d)** 3 000 mi/h. Trace una curva de la temperatura $t_0$ y de la presión $p_0$ de estagnación en función del número de Mach. Utilice B 2.

*Resp.* **(a)** 504.6°R, 10.03 psia.

**7.47** Un flujo de vapor de agua a 56 kgf/cm² abs., 427°C que se mueve a 7 200 m/min por una tubería, es detenido de repente por el cierre instantáneo de una válvula. Halle la presión y la temperatura del vapor inicialmente con interficie en la superficie de la válvula.

**7.48** Un tanque portátil de oxígeno $A$ que se va a utilizar en un proyecto espacial, tiene un volumen de 0.0057 m³. Ha de ser cargado desde una tubería de suministro en la que fluye $O_2$ constantemente a 30.5 m/seg a 13 kgf/cm² abs. y 15°C. Cuando se inicia la carga, el tanque contenía $O_2$ a 44°C y 1 atm. Esta cesa cuando la masa $m_2$ en el tanque es 6 veces la cantidad original. Si las paredes del tanque son adiabáticas, calcule la temperatura y la presión finales.

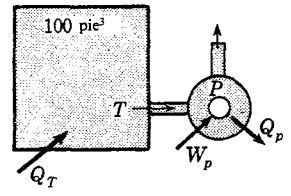



**Problema 7.48**

*Resp.* [Sección B 1.] 115.6°C, 8.38 atm.

**7.49** Un tanque rígido $T$ de 100 pies³ que contiene aire a 1 atm y 60°F, es evacuado hasta la presión cero, teóricamente, por medio de una bomba de vacío $P$ (vea figura). Se agrega un calor $Q_T$ al aire en el tanque que con la intensidad adecuada para mantener una temperatura constante en el recipiente; se extrae un calor $Q_p$ en la bomba, de modo que la compresión sea isotérmica. Determine **(a)** $Q_T$, **(b)** el trabajo de bombeo $W_p$ y **(c)** $Q_p$. Resuelva este problema primero utilizando la sección B 1; y luego la B 2.

*Resp.* (B 1) **(a)** 272 Btu, **(b)** −272 Btu, **(c)** −272 Btu.




**Problema 7.49**

**7.50** Un recipiente adiabático contiene vapor

de agua a 1 025 psia y 750°F. Una válvula se abre lentamente dejando salir un flujo de vapor; se cierra rápidamente cuando el vapor restante en el recipiente se convierte en vapor saturado. ¿Qué fracción resta del vapor original? Suponga que esta parte experimentó una expansión adiabática reversible.

*Resp.* 30.3%.

**7.51** Una masa de vapor a 70.5 kgf/cm$^2$ abs. 650°C está en un depósito rígido que se llena estando con su válvula cerrada; el tanque se sumerge en un baño líquido que se mantiene a una temperatura constante de 650°C por entrada de energía eléctrica $I^2 R$. La válvula del recipiente se abre lentamente permitiendo que el vapor escape a la atmósfera hasta que la presión en el depósito sea de 7 kgf/cm$^2$ abs. Calcule la energía eléctrica de entrada por unidad de volumen del recipiente. La única interacción de calor es entre el baño líquido y el tanque de vapor.

# 8

# CICLOS EN LOS GASES

## 8.1 INTRODUCCION

Hasta ahora nuestra descripción se ha limitado en casi su totalidad a los procesos, que son eventos de gran importancia práctica en termodinámica. La mayoría de la energía generada en nuestra civilización es producto de los ciclos termodinámicos, o de máquinas térmicas, cuya operación real puede ser representada por un modelo cíclico ideal; asimismo, hay dispositivos cíclicos que producen la mayor parte de los efectos frigoríficos o de refrigeración. Uno de los beneficios obtenibles del estudio de los ciclos será una mejor apreciación de la segunda ley de la termodinámica. En este capítulo se dedicará particular atención a la ***máquina termodinámica*** o ***máquina térmica***, que se puede definir como *un sistema cerrado* (sin masa que cruce sus fronteras) *que intercambia sólo calor y trabajo con su medio circundante y que funciona en ciclos.*

En el análisis de ciclos en los gases se tendrá particular interés en: (1) el calor suministrado al ciclo, (2) el calor cedido, (3) el trabajo neto, (4) la eficiencia y (5) la presión media efectiva. Otros conceptos atraerán nuestra atención en casos especiales. Tratándose de ciclos ideales compuestos de procesos *interiormente* reversibles, el trabajo neto se obtiene a partir de una integral cíclica, $\oint dQ$, $\oint p\,dv$, o bien, $-\oint v\,dp$. Las unidades típicas de estas integrales son diferentes, y hay que estar seguro en lo que respecta a las razones o cocientes, como la eficiencia térmica y la p.m.e., de que *se utilizan unidades apropiadas.*

## 8.2 FLUIDO EXPANSIBLE EN UNA MAQUINA TERMICA

Los elementos esenciales de un sistema termodinámico (o máquina termodinámica) con un fluido como sustancia de trabajo son: (a) primero, naturalmente, un ***operante,*** o sea, una sustancia que reciba calor, ceda calor y realice trabajo; (b) una ***fuente de calor*** (también llamada simplemente *fuente*), de la cual recibe calor la sustancia de trabajo; (c) un ***sumidero de calor*** (también denominada sencillamente *sumidero* o receptor frío), al cual cede calor la sustancia operante, y (d) una ***máquina***, en la que el operante puede efectuar o admitir trabajo. Otros diversos dispositivos y accesorios son esenciales para la realización de un ciclo particular. Vea en la figura 9/1 los elementos básicos de una planta energética de vapor.

Un ciclo se completa cuando las propiedades de un sistema han retornado a sus valores originales (§1.21). Puede considerarse que las ecuaciones por obtener para los ciclos corresponden a un ciclo único, pero en realidad los ciclos se repiten continuamente. Para que

se apliquen en forma continua el calor y el trabajo obtenidos a partir de los cálculos para un ciclo, el sistema debe operar en régimen permanente. *En operación de estado estable, el contenido de energía y masa del sistema cerrado permanece constante, y las propiedades del sistema en cualquier etapa del ciclo son siempre las mismas a medida que el mismo pasa por esta etapa.*

## 8.3 CICLO DE TRABAJO, EFICIENCIA TERMODINAMICA (O TERMICA) Y CONSUMO ESPECIFICO DE CALOR

Ya hemos observado a partir de la primera ley, sección §4.2 y ecuación (4-1), que en el caso de ciclos, reversibles o irreversibles, para cualquier sustancia,

(4-1) $$\oint dQ = \oint dW$$

donde $\oint dW$ es el trabajo neto, $W_{\text{neto}}$ del ciclo, representado algunas veces sólo por el símbolo $W$; en la figura 9/1 se ve que es el trabajo de la máquina $W_{\text{sal.}}$ menos el trabajo a las bombas $W_{\text{entr.}}$ También, $\oint dQ$ es el *calor neto,* el cual se puede formular como $\Sigma Q$ en el caso del ciclo, y que se compone del calor suministrado $Q_A$ y del calor cedido $Q_R$. Si se utiliza cualquier ecuación dada anteriormente para $Q$, el signo resultante expresará si el calor es agregado (+) o cedido (−). Sin embargo, la mayor parte de las veces sabemos de antemano si el calor entra o sale; por lo tanto, a menudo se emplea el valor aritmético de $|Q_R|$, sin considerar el signo, diciendo —por ejemplo— el calor agregado menos el calor cedido. Por consiguiente, cuando no hay duda de que se trata de los ciclos, puede manifestarse el trabajo neto del flujo como

(8-1) $$W_{\text{neto}} = \Sigma Q = \oint dQ \qquad \text{o bien,} \qquad W = Q_A - |Q_R|$$

[SUMA ALGEBRAICA] [DIFERENCIA ARITMETICA]

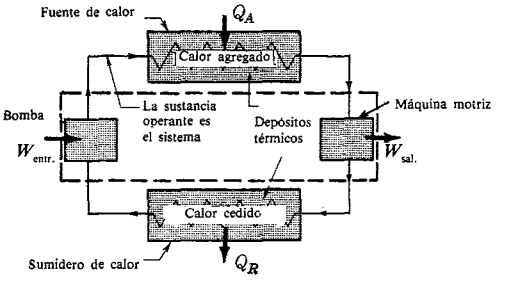



**Fig. 8/1.** *Ciclo de potencia,* $Q_A > Q_R$.

La eficiencia, por lo general, se puede considerar en su forma simple de *salida* dividida entre *entrada.* La salida en un ciclo de potencia, que es un ciclo termodinámico destinado a la producción de trabajo o potencia mecánica, es el trabajo neto; la entrada es el calor suministrado al sistema *desde una fuente externa,* $Q_A$ en la figura 8/1. En el caso de un trabajo neto $W = \oint dW = W_{\text{sal.}} - W_{\text{entr.}}$, la ***eficiencia termodinámica*** (o térmica) de un ***ciclo de potencia*** es

(8-2) $$e = \frac{\oint dW}{Q_A} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_A} = \frac{\oint dQ}{Q_A} = \frac{Q_A - |Q_R|}{Q_A} \quad \text{[SOLO PARA UN CICLO]}$$

Cuando el calor $Q_A$ proporcionado a un ciclo (o a una máquina) desde una fuente externa está referido a una cierta unidad de trabajo, como el cv·h, el hp·h o el kW·h, se llama entonces a tal cantidad ***consumo específico de calor***, término usualmente empleado para indicar la eficacia con que una máquina o un ciclo desarrolla un trabajo o potencia específicos. En función del consumo específico de calor, se obtiene la eficiencia térmica

$$\text{(a)} \qquad e = \frac{\text{(Constante numérica)}}{\text{(Consumo esp. de calor)}}$$

donde la constante numérica vale 650, 2 544, o bien, $3.6 \times 10^6$, si el consumo específico de calor se expresa en kcal/cv·h, Btu/hp·h, J/kW·h, respectivamente. En la ecuación (8-2) se obtiene el trabajo neto a partir de $\oint dW$, o bien, de $\oint dQ$, según convenga en una situación particular.

## 8.4 EL CICLO DE CARNOT*

Es muy conveniente que el primer ciclo que se analiza sea el ciclo más eficiente concebible. Existen otros ciclos ideales con tan alta eficiencia como el ciclo de Carnot, pero ninguno más que él. Tal ciclo perfecto constituye un estándar de comparación para las máquinas y los ciclos reales, y también para otros ciclos ideales menos eficaces, lo que nos permite juzgar qué posibilidad hay para el mejoramiento de la eficiencia. Una diferencia demasiado grande entre las eficiencias real e ideal señala a una investigación para incrementar el rendimiento real.

El mecanismo por el cual se lleva a cabo el ciclo de Carnot, figura 8/3, consiste en dos procesos isotérmicos *ab* y *cd*, figura 8/2, y dos isentrópicos *bc* y *da*; su gráfica es un rectángulo en el plano *TS* (o *Ts*) para cualquier clase de sustancia de trabajo. Todos los cambios de calor ocurren a temperatura constante. La característica significativa de todos los ciclos reversibles, a saber, que todos los procesos son exterior así como interiormente reversibles, indica que $\Delta T = 0$ en la figura 8/2, o sea, que el ciclo ilustrado se aproxima a la reversibilidad cuando $\Delta T \to 0$.

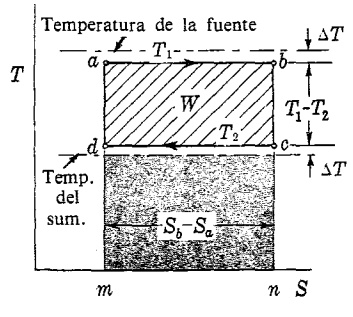



**Fig. 8/2.** *Ciclo de Carnot, para cualquier sustancia.* Sea *a* el punto inicial del ciclo en el sentido del reloj, el cual, de acuerdo con nuestra convención de signos, es un ciclo de potencia. El trabajo neto *W* será positivo. Para que el punto de estado regrese a *a*, completando así el ciclo, *se debe* mover hacia la izquierda de alguna manera después de que se alcanza *b*. Puesto que un movimiento del punto de estado hacia la izquierda en el plano *TS* indica calor cedido, podemos decir ahora que *algo de calor debe ser cedido*, y que todo el calor suministrado no puede ser convertido en trabajo.

* Nicholas Leonard Sadi Carnot (1796-1832), científico francés de gran modestia, que vivió durante el turbulento periodo napoleónico, descubrió y analizó el ciclo ideal llamado ahora "de Carnot", en su obra *Reflections sur la Puissance Motrice du Feu* (Reflexiones acerca de la fuerza motriz del calor), a la temprana edad de veintitrés o veinticuatro años. No importa que la teoría fluídica del calor (la del calórico) fuera la teoría aceptada en su tiempo. El ciclo de Carnot es independiente del concepto de energía térmica, así como de la sustancia de trabajo. Su vida no fue espectacular. Amaba los lemas. Uno de sus favoritos: "Habla poco de lo que sabes y nada en absoluto de lo que ignoras", revela algo de la naturaleza humana de este investigador.

Expresaremos ahora que $T$ es la *temperatura termodinámica* (§8.5) y continuaremos aceptando a la entropía como una propiedad (confirmada por §§5.3 y 5.4); $Q = \int T\,dS]_{\text{rev.}} = T\int ds = T\Delta S$ [lo que proviene de que las áreas en el plano $TS$ (o $Ts$) representan calor en el caso de procesos reversibles].

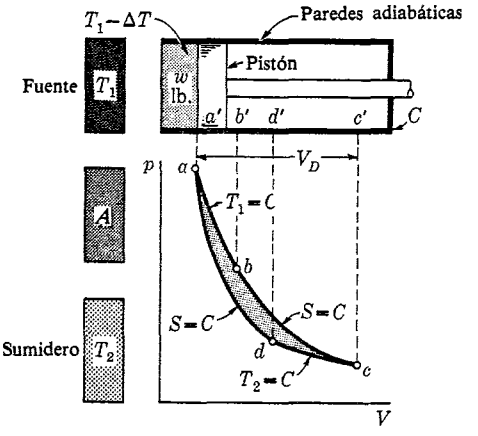



**Fig. 8/3.** *Operación de la máquina de Carnot.* El diagrama $pV$ corresponde a una sustancia de trabajo no condensable. Un cilindro $C$ contiene una masa $W$ a una temperatura $T_1 - \Delta T$ tiende a cero. La cabeza del cilindro, el único lugar por donde el calor puede entrar o salir del sistema, se pone en contacto con la fuente que tiene una temperatura constante $T_1$. La energía fluye desde la fuente hacia la sustancia en el cilindro, la cual por tanto experimenta un proceso isotérmico $ab$, y el pistón se mueve desde $a'$ hasta $b'$. Si la diferencia de temperatura $\Delta T$ es infinitesimal, la transmisión de calor es reversible. En seguida se retira del cilindro la fuente de calor, y el aislante térmico $A$ se coloca en la cabeza del cilindro, de modo que no exista ya *flujo de calor*; cualquier proceso adicional será adiabático. El cambio isentrópico ocurre ahora, en el que la temperatura desciende de $T_1 - \Delta T$ a $T_2 + \Delta T$, debido a que se está realizando trabajo en detrimento de la energía interna, y el pistón se mueve desde $b'$ hasta $c'$. Cuando el pistón llega al extremo de la carrera, $c'$, el aislante $A$ se retira y la cabeza del cilindro se pone en contacto con el cuerpo frío, que permanece a la temperatura constante $T_2$. El calor fluye entonces reversiblemente hacia el receptor frío y ocurre la isoterma $cd$, moviéndose el pistón desde $c'$ hasta $d'$. Finalmente, el aislante $A$ se coloca de nuevo en la cabeza del cilindro, y la compresión isentrópica $dc$ regresa la sustancia a su condición inicial; la temperatura se incrementa desde $T_2 + \Delta T$ hasta $T_1 - \Delta T$ debido a que el trabajo de compresión aumenta el almacenamiento de energía interna.

En la práctica el calor fluiría muy lentamente en el caso de una pequeña diferencia de temperatura $\Delta T$, y por lo tanto, el movimiento del pistón y la *rapidez* de ejecución del trabajo serían infinitesimales. Una diferencia finita de temperatura excluye la reversibilidad externa. La fricción mecánica de las partes móviles de la máquina, la fricción interna debida a la turbulencia dentro de la sustancia, y el calor transmitido a través de las paredes del cilindro (es imposible obtener una sustancia perfectamente aislante) también excluyen la reversiblidad en cualquier máquina real.

**(a)** $$Q_A = T_1(S_b - S_a) = T_1\Delta S = \text{área } abmn$$

**(b)** $$Q_R = T_2(S_d - S_c) = -T_2(S_c - S_d) = -T_2\,\Delta S = \text{área } cdmn$$

**(c)** $$W_{\text{neto}} = \oint dQ = T_1\Delta S - T_2\,\Delta S = (T_1 - T_2)\,\Delta S$$

donde $\Delta S = S_b - S_a = S_c - S_d$, figura 8/2. Observemos que como el trabajo de ciclo es igual a $\oint dQ$, las áreas delimitadas en el plano $TS$ por *procesos interiormente reversibles* que completan un ciclo representan trabajo (desde luego, por lo común no a la misma escala que las áreas en el plano $pV$). La eficiencia termodinámica del ciclo de Carnot es

(8-3) $$e = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_A} = \frac{(T_1 - T_2)(S_b - S_a)}{T_1(S_b - S_a)} \quad \text{o bien,} \quad e = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

[SOLO PARA EL CICLO DE CARNOT Y OTROS CICLOS REVERSIBLES]

Demostraremos en breve que esta eficiencia es la eficiencia térmica más alta concebible para los límites particulares de temperatura de operación, $T_1$ y $T_2$. Sólo ciclos que son exterior e interiormente reversibles tendrán una eficiencia de este valor. A partir de

$$\textbf{(d)} \qquad e = \frac{Q_A - |Q_R|}{Q_A} = 1 - \frac{|Q_R|}{Q_A} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

se obtiene,

$$\text{(8-4)} \qquad \frac{|Q_R|}{Q_A} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{y} \quad \frac{Q_A}{T_1} = \frac{|Q_R|}{T_2} \qquad \text{[CICLO DE CARNOT]}$$

relaciones que también se verificarán en el caso de otros ciclos reversibles en los que se intercambia calor reversiblemente con depósitos térmicos a temperatura constante. La ecuación (8-4) expresa una característica de la máquina de Carnot para la que hallaremos empleo.

## 8.5 TEMPERATURA TERMODINAMICA

Lord Kelvin* dedujo una escala de temperatura, llamada de temperatura termodinámica, que es independiente de la sustancia termométrica. Hemos especificado anteriormente que $T$ era esta temperatura, pero teníamos que hablar de medir $T$ por los cambios en otras propiedades (§1.20). La definición matemática de entropía $ds = dQ/T]_{\text{rev.}}$ necesariamente implica la temperatura termodinámica, y podemos imaginar una escala de temperaturas designadas por $\theta$, que sea independiente de la sustancia termométrica; es decir, $ds = dQ/\theta]_{\text{rev.}}$ Un proceso de temperatura constante es uno donde $\theta = C$, el ciclo de Carnot es un rectángulo en el plano $\theta s$ y la eficiencia del ciclo de Carnot es, según la sección §8.4,

$$\textbf{(a)} \qquad e \equiv \frac{Q_A - |Q_R|}{Q_A} = 1 - \frac{|Q_R|}{Q_A} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1} = 1 - \frac{\theta_2}{\theta_1} \quad \text{y} \quad \frac{Q_A}{\theta_1} = \frac{|Q_R|}{\theta_2}$$

[PARA CUALQUIER CICLO] [PARA UN CICLO REVERSIBLE]

de acuerdo con la ecuación (8-4). En consecuencia, la escala de la temperatura $T$ utilizada en §8.4 es igual a la escala de $\theta$.

* William Thomson (lord Kelvin) (1824-1907), quien fue profesor de física en la Universidad de Glasgow, es reconocido por algunas personas como el más grande físico inglés. Ciertamente, poseía una rara combinación de talentos. Su primera educación la recibió de su padre, quien también fungió como profesor de dicha universidad. En su juventud fue un robusto y activo participante en asuntos de atletismo y escolares en Cambridge, pero también se distinguió sobremanera en sus estudios, y antes de su graduación a los 21 años en esta última institución, tenía establecida una reputación envidiable en los círculos científicos por sus originales contribuciones. Fue un excelente matemático, un genio en la invención y diseño de aparatos y modelos de laboratorio, y afirmaba que no podría comprender sus propias ideas hasta que no las viese plasmadas en modelos. Contribuyó en gran parte a la ciencia de la termodinámica, habiendo establecido una escala termométrica de temperaturas absolutas, que es independiente de las propiedades de cualquier gas, ayudó a la formulación de la primera ley termodinámica sobre una base firme y enunció significativamente la segunda ley. Fue inventor de unos 56 instrumentos y máquinas, y además de todo esto se interesó también en las artes y fue músico. Resultó distinguido por la Corona inglesa debido a sus indispensables servicios, con gran éxito, en el tendido del primer cable trasatlántico, y más tarde se le concedió el título nobiliario de Barón Kelvin de Larg. Censuró vigorosamente el sistema inglés de pesas y medidas denominándolo "absurdo, ridículo, malgastador de tiempo y arruinador de cerebros", propugnando el sistema métrico. Recibió grados honorarios de casi toda universidad europea importante de las cercanías, y fue nombrado miembro honorario de toda academia extranjera de ciencias y artes.

Para apreciar la significación de esta clase de temperatura, consideremos la figura 8/4 (y su nota o explicación). Observe a partir de la eficiencia del ciclo de Carnot, ecuación (8-3), que $W = eQ_A$. Luego para las máquinas $A$ y $B$, figura 8/4, se tiene

**(b)** $$W_A = e_A Q_1 = \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1}\right) Q_1 = \frac{Q_1}{\theta_1}(\theta_1 - \theta_2)$$

**(c)** $$W_B = e_B Q_2 = \left(\frac{\theta_2 - \theta_3}{\theta_2}\right) Q_2 = \frac{Q_2}{\theta_2}(\theta_2 - \theta_3)$$

Haga $W_A = W_B$ en estas ecuaciones y se obtiene así

**(d)** $$\theta_1 - \theta_2 = \theta_2 - \theta_3$$

ya que $Q_1/\theta_1 = Q_2/\theta_2$ por la ecuación **(a)** anterior. Especificando que cada una de las máquinas de Carnot de la figura 8/4 realiza el mismo trabajo, se halla que todos los intervalos de temperatura $\theta_3 - \theta_4 = \theta_4 - \theta_5$, etc., son iguales entre sí. Por consiguiente, se puede considerar que una cierta unidad de trabajo en una determinada máquina de Carnot define un intervalo particular de temperatura, y la definición puede ser tal que se corresponden los grados de la escala Kelvin, de la escala Rankine o de cualquiera otra escala absoluta. No importa qué tamaño de intervalo se elija, $Q_1/\theta_1 = Q_2/\theta_2 = Q_i/\theta_i$.

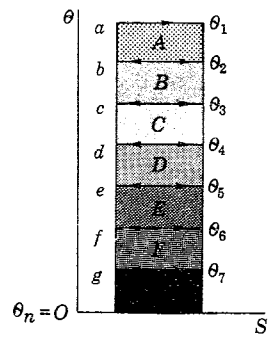



**Fig. 8/4.** *Temperatura Kelvin.* La máquina $A$ de Carnot recibe calor $Q_1$ de una fuente a la temperatura $\theta_1$, y cede calor $Q_2$ reversiblemente a temperatura $\theta_2$ a la máquina $B$ también de Carnot; luego $B$ interactúa en forma semejante ($Q_3$, $\theta_3$) con la máquina similar $C$ de Carnot, y así sucesivamente: $\Delta\theta = 0$.

En esta escala de energía se visualizará una temperatura de cero absoluto que, si fuera infringida, daría también por resultado una violación de la primera ley. Por ejemplo, sea $\theta_2 = \theta_n$ en la ecuación **(a)** una temperatura absoluta negativa, y así la eficiencia térmica $e > 100\%$. Esto significaría que la máquina entrega más energía de la que recibe; es decir, que está creando energía. Aunque un estudio lógico riguroso en este punto es más complejo que lo indicado[1.32], lo anterior revela que no es de esperar tener un resumidero de calor a una temperatura inferior al cero absoluto, y que lo que se tiene en realidad es una escala absoluta de temperatura.

## 8.6 CICLO DE CARNOT CON UN GAS IDEAL

Ahora consideraremos que $T$ representa la temperatura de gas ideal, como en $pv = RT$, y analicemos el ciclo de Carnot para esta sustancia. Aunque el ciclo de Carnot es siempre un rectángulo en el plano $Ts$, no puede mostrarse en el plano $pv$ sin alguna ecuación

de estado (o bien, otro conocimiento de las propiedades reales de la sustancia). En el caso del gas ideal en $T = C$, se tiene que $pv = C$; y cuando $s = C$, entonces $pv^k = C$ para $k$ constante (§§7.11 y 7.13), de lo cual se obtiene el ciclo en el plano $pv$ de la figura 8/5. De la sección 7.11, el calor de un proceso isotérmico es $Q = RT \ln (v_2/v_1)$. La eficiencia termodinámica del ciclo para un gas ideal como sustancia operante con estados como se definen en la figura 8/5 es

**(a)**
$$e \equiv \frac{Q_A - |Q_R|}{Q_A} = \frac{RT_1 \ln (v_b/v_a) - RT_2 \ln (v_c/v_d)}{RT_1 \ln (v_b/v_a)}$$

[PARA CUALQUIER CICLO] [PARA EL CICLO DE CARNOT]

Para la ecuación (7-2) aplicada a los procesos isentrópicos $bc$ y $da$,

**(b)**
$$\frac{v_c}{v_b} = \left(\frac{T_b}{T_c}\right)^{1/(k-1)} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)} \quad \text{y} \quad \frac{v_d}{v_a} = \left(\frac{T_a}{T_d}\right)^{1/(k-1)} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)}$$

de donde $v_c/v_d = v_b/v_a$. Sustituyendo este valor de $v_c/v_d$ en **(a)** y cancelando los términos iguales, se obtiene

**(c)**
$$e = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Este resultado, siendo de la misma forma que la ecuación **(a)** de la sección §8.5, expresa que la temperatura del gas ideal es igual a la temperatura Kelvin. Ahora que tenemos ya una definición de una escala energética de temperatura no podemos prescindir de la necesidad de medir temperaturas por medio de otras propiedades, y la ecuación **(c)** indica que un gas casi ideal sería útil para este objeto como lo fue históricamente.

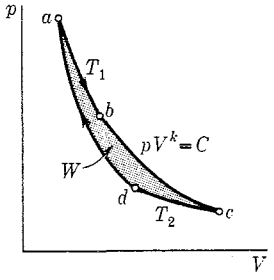



**Fig. 8/5.** *Ciclo de Carnot, gas ideal.*

## 8.7 TRABAJO POR $\oint p\,dV$ O BIEN $-\oint V\,dp$

El trabajo neto de una serie de procesos es la suma algebraica de los trabajos de los procesos individuales. Si los procesos son interiormente reversibles y la serie constituye un ciclo, el trabajo neto está representado por el área delimitado en el plano $pV$, o sea, $abcd$, figura 8/5, y se puede evaluar por

(8-5)
$$W_{\text{neto}} = \oint p\,dV \quad \text{o bien} \quad W = -\oint V\,dp$$

En el caso de $-\oint V\,dp$, la energía cinética regresa a su valor original al terminar cada ciclo —ver la ecuación (4-17). Utilizando las integrales de $\int p\,dV$ como se determinaron en el Capítulo 7, y aplicándolas al ciclo de Carnot, se halla

$$\textbf{(a)} \qquad \oint p\,dV = p_a V_a \ln\frac{V_b}{V_a} + \frac{p_c V_c - p_b V_b}{1-k} + p_c V_c \ln\frac{V_d}{V_c} + \frac{p_a V_a - p_d V_d}{1-k}$$

el trabajo neto. Anteriormente se encontró que para cualquier sustancia el trabajo de Carnot es $(T_1 - T_2)(s_b - s_a)$. Se deja como ejercicio al lector demostrar que la ecuación **(a)** se reduce a esta forma.

## 8.8 PRESION MEDIA EFECTIVA

Puesto que las áreas en el plano $pV$ corresponden a energía, cualquier cantidad de trabajo se puede representar como un rectángulo de cierto tamaño en este plano. Si un ciclo de procesos interiormente reversibles se da en el plano $pV$, el área incluida, como *abcd*, figura 8/6, se puede reproducir como un rectángulo cuya longitud es $V_{\text{máx.}} - V_{\text{mín.}}$ y cuya altura es la que permite que las áreas sean iguales; es decir, área *abcd* = área *efgh*, figura 8/6. Sea $V_{\text{máx.}} - V_{\text{mín.}} = V_D$, volumen que se llama ***desplazamiento volumétrico***. Luego la altura del rectángulo equivale a la ***presión media efectiva*** $p_m$, que se conoce más por su abreviatura p.m.e. (en inglés, mep —de *mean effective pressure*). El concepto de p.m.e. se originó, y aún se aplica así, en la máquina de cilindro y émbolo (de movimiento alternativo); en este caso es la presión media constante, que si actúa en el cilindro durante *una carrera*, realizará sobre el pistón el trabajo neto de un solo ciclo. Debido a su significación general, se extiende a ciclos como se explicó, y se define por

$$\text{(8-6A)} \qquad p_m \equiv \frac{W}{V_D} = \frac{\oint p\,dV}{V_D}\left[\frac{\text{trabajo/ciclo}}{\text{despl. volum.}}, \text{ o bien, } \frac{\text{trabajo/ciclo}}{V_{\text{máx.}} - V_{\text{mín.}}}\right]$$

donde las unidades deben ser tales que den por resultado una unidad de presión usual; por ejemplo, en el caso de $W$ en kgf·m y $V_D$ en $m^3$, entonces $p_m$ quedará en $kgf/m^2$, y tendrá que dividirse entre $10^4$ para obtener su valor en $kgf/cm^2$. Considerando la ecuación (8-6A) en la forma $W = p_m V_D$ vemos que cuanto más alta sea la p.m.e. resultará mayor cantidad de trabajo por ciclo en el caso de un tamaño particular de máquina, magnitud que es representada por $V_D$. Puesto que el parámetro más importante es la potencia, la cual depende del número de ciclos por minuto, se obtiene que

$$\text{(8-6B)} \qquad \dot{W} = p_m \dot{V}_D$$

Estas ecuaciones se pueden aplicar tanto a máquinas rotatorias como a máquinas de movimiento alternativo, cuando la definición de p.m.e. se extiende a los ciclos. Cuanto mayor sea el volumen útil de la máquina tanto más costosa será su construcción; pero algunas máquinas rotatorias que operan en ciclos con baja p.m.e., compensan esta deficiencia con una velocidad mucho mayor (que equivale a mayor $\dot{V}_D$, por ejemplo, en $m^3/min$ o $pie^3/min$). Ver en el Capítulo 14 mayores detalles acerca de $\dot{V}_D$. La presión media efectiva de la máquina de Carnot, figura 8/6, es

$$\textbf{(a)} \qquad p_m = \frac{(T_1 - T_2)mR \ln (V_b/V_a)}{V_c - V_a} \qquad \text{[MÁQUINA DE CARNOT]}$$

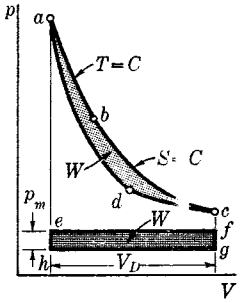



**Fig. 8/6.** *Presión media efectiva* (p.m.e.)

## 8.9 Ejemplo—Ciclo de Carnot

Un ciclo de Carnot opera con aire, considerado como un gas ideal con $k$ constante. Al principio de la expansión isotérmica, $p_1 = 300$ psia (21 kgf/cm$^2$ abs.), $V_1 = 5$ pie$^3$ (0.312 m$^3$) y $t_1 = 540$°F (282°C). La relación de expansión isotérmica es $r_t = 2$ (o $= V_2/V_1 = V_3/V_4$) y la relación de compresión isentrópica $r_k = 5$ (o sea, $V_4/V_1 = V_3/V_2$). Determine (a) la temperatura de resumidero y la presión en cada vértice del ciclo, (b) el cambio de entropía durante un proceso isotérmico, (c) el calor proporcionado al ciclo y el calor cedido, (d) la potencia desarrollada si el volumen $V_1$ es de 5 pie$^3$/min (0.141 m$^3$/min), (e) la eficiencia, y (f) la p.m.e.

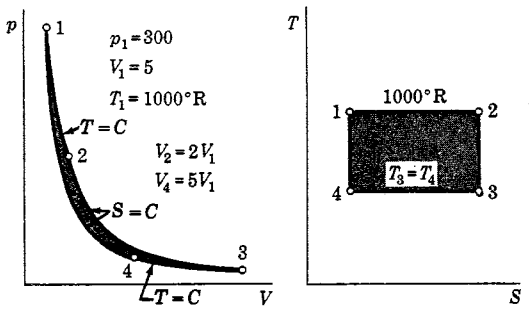



**Fig. 8/7.** El área delimitada en cada plano representa trabajo. La unidad de área en el plano $pV$ representa, p. ej., el kgf·m, y la unidad en el plano $TS$ representa p. ej., kcal. Puesto que la unidad kcal es 427 veces mayor que el kgf·m, sería inconveniente mostrar estas áreas a la misma escala. Este diagrama $pV$ se presenta trazado aproximadamente a escala para los datos en §8.9. Observe que el área delimitada es relativamente larga y estrecha.

**Solución.** (a) Ver figura 8/7. Para $T_1 = 540 + 460 = 1\,000$°R (o sea, 556 K), $k = 1.4$ y $r_k = V_4/V_1 = 5$ se tiene

$$T_4 = T_1\left(\frac{V_1}{V_4}\right)^{k-1} = \frac{1\,000}{5^{0.4}} = 525\text{°R} \quad \text{o bien,} \quad t_4 = t_3 = 65\text{°F}$$

$$p_4 = p_1\left(\frac{V_1}{V_4}\right)^{k} = \frac{300}{5^{1.4}} = 31.6 \text{ psia} \qquad p_2 = p_1\left(\frac{V_1}{V_2}\right) = \frac{300}{2} = 150 \text{ psia}$$

$$p_3 = p_2\left(\frac{V_2}{V_3}\right)^{k} = \frac{150}{5^{1.4}} = 15.8 \text{ psia}$$

(b) El cambio de entropía, $\Delta S_{1\text{-}2} = -\Delta S_{3\text{-}4}$, es

$$\Delta S = \frac{mR}{J}\ln\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1V_1}{JT_1}\ln\frac{V_2}{V_1} = \frac{(300)(144)(5)}{(778)(1\,000)}\ln 2 = 0.1925 \text{ Btu/°R}$$

(c) Los calores son

$$Q_{1\text{-}2} = \frac{mRT_1}{J} \ln \frac{V_2}{V_1} = (S_2 - S_1)T_1 = (0.1925)(1\,000) = 192.5 \text{ Btu}$$

$$Q_{3\text{-}4} = \frac{mRT_3}{J} \ln \frac{V_4}{V_3} = -(S_2 - S_1)T_3 = -(0.1925)(525) = -101 \text{ Btu}$$

(d) El trabajo es $\oint dQ$, o bien, $W = 192.5 - 101 = 91.5$ Btu (o sea, 23 kcal) para $V_1 = 5$ pie$^3$ (0.141 m$^3$). Si, por ejemplo, un ciclo se realiza cada minuto con $V_1 = 5$ pie$^3$, el trabajo es 91.5 Btu/min, (es decir, 23 kcal/min). La potencia es por tanto, 91.5/42.4 = 21.6 hp (sección B.38).

(e) La eficiencia es $W/Q_A$, o sea $(T_1 - T_2)/T_1$ (considerando unidades homogéneas),

$$e = \frac{91.5}{192.5} = 47.5\% \quad \text{o bien,} \quad e = \frac{1\,000 - 525}{1\,000} = 47.5\%$$

(f) La presión media efectiva para $V_D = V_3 - V_1$, $V_2 = 2V_1$ y $V_3 = 5V_2$ es

$$p_m = \frac{W}{V_D} = \frac{(778)(91.5)}{(50 - 5)(144)} = 11 \text{ psi}$$

O bien, 0.775 kgf/cm$^2$. Observe la conversión de la unidad de presión. Comparada con la de la mayor parte de las máquinas usuales, esta p.m.e. es baja, especialmente en relación con la presión máxima de 300 psia (21 kgf/cm$^2$ abs.) para la cual se deben diseñar las partes de la máquina; no obstante, es un valor característico en las máquinas de Carnot.

## 8.10 REGENERACION

La regeneración es un proceso interno de un sistema termodinámico, mediante el cual la irreversibilidad externa del sistema se evita o se reduce. La irreversibilidad exterior ocurre en la mayor parte de las máquinas debido a dos diferencias de temperatura —temperatura de la fuente, superior a la de la sustancia operante; y temperatura del resumidero, inferior a la sustancia de trabajo. Ambas generalmente son necesarias para la operación de una máquina.

La adición de un regenerador (y su proceso) puede eliminar por completo estas dos diferencias enfriando interiormente la sustancia de trabajo por una parte, y calentando dicha sustancia por otra. Esto puede asemejarse a considerar que una persona enriquece cuando cambia su dinero de un bolsillo a otro. Termodinámicamente, este intercambio interno de energía mejora la eficiencia del sistema en estudio. Su operación total tiende al sistema de Carnot. Por medio de la regeneración, dos máquinas (la de Stirling y la de Ericsson) han halcanzado la eficiencia de Carnot, pero ninguna máquina la ha podido superar. Como en los dos procesos isentrópicos del ciclo de Carnot, figura 8/3, los cambios de temperatura han ocurrido por la regeneración debido a acontecimientos internos, sin una interacción externa de calor (lo cual no se desea).

## 8.11 CICLO DE STIRLING*

Existen otros ciclos reversibles. De éstos describiremos el ciclo de Stirling debido a que incorpora una característica de particular importancia en las plantas modernas de potencia, y probablemente fue el primero en hacerlo así; tal característica es la *regeneración*.

El ciclo ideal se compone de dos procesos isotérmicos y dos isométricos, y la regeneración se efectúa a volumen constante, figura 8/8. Como en el ciclo de Carnot, el calor es recibido de una fuente (a lo largo de *ab*) y cedido al resumidero (a lo largo de *cd*) a temperatura constante, y la interacción térmica tiende a la reversibilidad a medida que tiende a cero la diferencia de temperatura durante el flujo de calor. Después que se ha recibido calor según *ab*, la sustancia de trabajo (originalmente aire) pasa al regenerador. En el ciclo ideal el volumen permanece constante a medida que pasa el gas por dicho regenerador. Este tipo de elemento es una cámara en la que el calor fluye desde el gas y es almacenado como energía molecular del contenido de la cámara, que puede ser un laberinto de ladrillos, una malla de alambre, o bien, una porción de alambre enmarañado. Un extremo del regenerador ideal está a la temperatura $T_1$, el otro a la temperatura $T_2$, y existe un gradiente suave de temperatura desde un extremo hasta el otro.

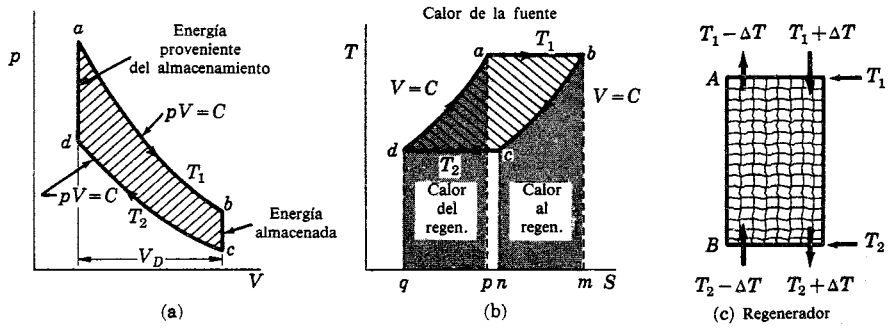



**Fig. 8/8.** *Ciclo de Stirling y regenerador.* El calor es cedido al sumidero a $T_2$ a lo largo de *cd*.

Para almacenar la energía reversiblemente, imaginemos que el gas entra al regenerador por el extremo $A$ a una temperatura $T_1 + \Delta T$, figura 8/8 (c), de modo que el calor comienza a fluir al regenerador en $A$. A medida que el gas pasa por el regenerador, su temperatura desciende gradualmente a $T_2 + \Delta T$ en la salida $B$; en todos los puntos del regenerador, la temperatura del gas es más alta que la del regenerador en una cantidad $\Delta T$.

Después de esta operación de almacenamiento, el gas cede calor a un receptor externo, el sumidero, durante la compresión isotérmica *cd*. Luego este gas entra de nuevo al regenerador en $B$, figura 8/8 (c), a una temperatura $T_2 - \Delta T$, y siendo ligeramente más frío que el contenido, recibe calor y continúa recibiéndolo hasta que sale por $A$ a una temperatura

* Robert Stirling (1790-1878) fue un ministro religioso escocés, altamente estimado, de tanto renombre que le fue otorgado un grado honorario de doctor en Teología (Doctor of Divinity). Dedicó un tiempo considerable a inventar, perfeccionar y vender su "máquina de aire", en colaboración con su hermano James, que trabajó con él durante unos 29 años. Los hermanos Stirling no comprendieron las razones termodinámicas de la regeneración, pues los conocimientos de esta ciencia no se habían desarrollado mucho (Joule fue el contemporáneo más joven de ellos). Rankine (ver nota de página de la sección §9.3) explicó la regeneración en 1854. James Stirling fue quien tuvo la idea de cerrar y "presionizar" el sistema, utilizando gas en todo momento a una presión mayor que la atmosférica.

$T_1 - \Delta T$. Como en el paso anterior en sentido contrario, existe siempre una diferencia de temperatura $\Delta T$ entre el gas y el regenerador. En el límite, a medida que $\Delta T \to 0$, toda la operación se hace reversible. Es esencial observar que el calor recibido por el gas en su movimiento desde $B$ hasta $A$ es igual a la energía almacenada cuando el gas pasó desde $A$ hasta $B$.

> *Este calor no implica ninguna fuente externa*; es un *intercambio* de calor *dentro* del sistema. Ahora bien, si la fuente y el resumidero están a las temperaturas $T_1$ y $T_2$, respectivamente, todos los procesos son reversibles *exterior e interiormente.*

En la máquina real, los cambios de energía son a intensidades infinitas. No obstante, consideraremos $m$ unidades de masa y como despreciables los cambios $\Delta P$ y $\Delta K$. En el caso de estados definidos como en la figura 8/8, se obtiene

**(a)** $$Q_A = mRT_1 \ln \frac{V_b}{V_a} \quad \text{a lo largo de } ab$$

**(b)** $$Q_R = mRT_2 \ln \frac{V_d}{V_c} = -mRT_2 \ln \frac{V_c}{V_d} \quad \text{a lo largo de } cd$$

Puesto que $V_c/V_d = V_b/V_a$, el trabajo y la eficiencia térmica son

**(c)** $$W_{\text{neto}} = \oint dQ = (T_1 - T_2)mR \ln \frac{V_b}{V_a}$$

**(d)** $$e = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_A} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad \text{[CICLO REVERSIBLE]}$$

que es igual al la del ciclo de Carnot, la eficiencia más alta posible para cualquier sistema que opere entre las temperaturas $T_1$ y $T_2$. El trabajo se puede obtener también a partir de $\oint p\, dV$.

**(e)** $$W_{\text{neto}} = \oint p\, dV = p_a V_a \ln \frac{V_b}{V_a} + p_c V_c \ln \frac{V_d}{V_c}$$

La presión media efectiva es

**(f)** $$p_m = \frac{W_{\text{neto}}}{V_D} = \frac{(T_1 - T_2)mR \ln (V_b/V_a)}{V_b - V_d}$$

El estudiante interesado podría establecer la ecuación para la eficiencia térmica de un ciclo *abcd* como el de la figura 8/8, excepto que no se utiliza regenerador, demostrando que el rendimiento resultante *no* es tan alto como la eficiencia de Carnot.

El prototipo real de la máquina de ciclo cerrado de Stirling funciona silenciosamente. Por esta razón, tales motores fueron manufacturados y vendidos hasta algún tiempo después de la primera Guerra Mundial. Mientras la electricidad no alcanzó una distribución adecuada, muchos de estos "motores de aire" fueron empleados como máquinas de bombeo, aun en residencias privadas, debido a su silenciosidad. También debido a esta característica

se está estudiando su aplicación en los sistemas de propulsión de submarinos y en otras partes.[18.2]

Otros usos en investigación incluyen: fuerza motriz en estaciones espaciales o satélites artificiales, equipos portátiles de generación eléctrica, motores marinos, y quizá algún día puedan ser utilizados en la propulsión automotriz, reduciendo o eliminando esta fuente

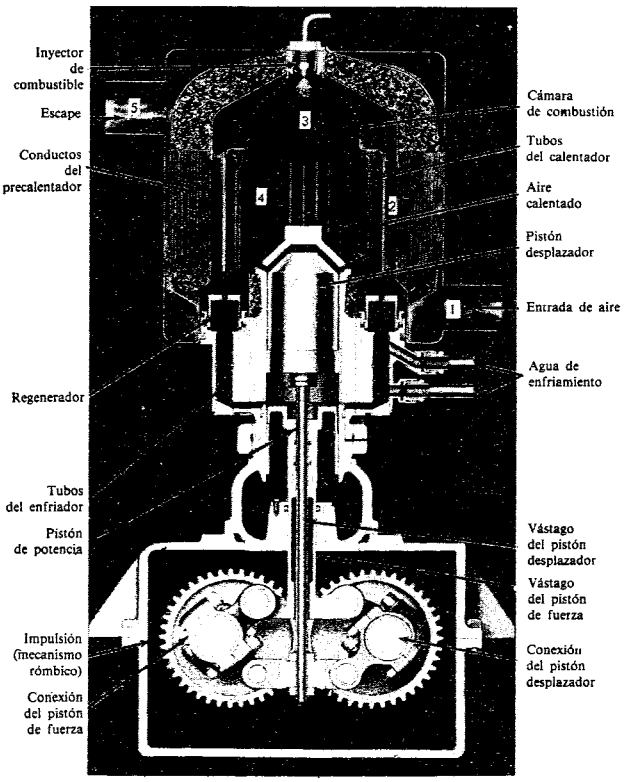



**Fig. 8/9.** *Esquema (representación artística) del motor Stirling.* Este dispositivo es un sistema cerrado. El pistón de fuerza comprime y expande el gas. El pistón desplazante hace mover el gas desde las regiones frías hasta las calientes —a través de los regeneradores— en su carrera hacia abajo, y al revés en su movimiento ascendente. Mayor cantidad de calor se transmite desde los regeneradores que durante el proceso a temperatura "constante". La ausencia de válvulas y explosiones resultan en un nivel bajo de ruido. Una peculiaridad de esta máquina es que si se suministra trabajo de entrada al eje motor, comienza a actuar en un ciclo termodinámico inverso que permite el "bombeo" de calor desde una temperatura baja hasta una más alta. (*Cortesía de General Motors Laboratories, Warren, Mich. E.U.A., y SAE.*)

de contaminación. Las fuentes de calor son: combustión de materiales ardientes en la forma usual, combustión de hidrocarburos con peróxido de hidrógeno (como se utiliza en la propulsión de torpedos), reacciones nucleares, energía solar (quizá con los rayos del Sol encauzados a través de una ventana de cuarzo), y cualquier sistema en el que se almacene la energía con disponibilidad termodinámica. Ver las figuras 8/9 a 8/11. Existen otras versiones de las máquinas Stirling además de las de la figura 8/9, una de las cuales se emplea como bomba térmica, con temperaturas bajas hasta de 30 K.

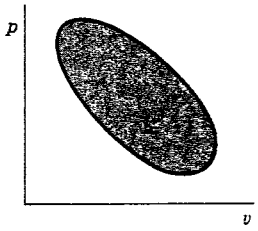



**Fig. 8/10.** *Diagrama pV real para el motor Stirling.* Es informativo estar familiarizado con las desviaciones respecto de los eventos reales en comparación con lo ideal, y la ausencia de semejanza en este caso es quizá mayor de lo usual. No obstante, la máquina real opera con una buena eficiencia térmica, siendo la óptima mayor que 30% (según General Motor Corp.[6.2]).

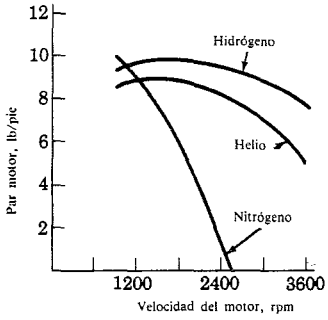



**Fig. 8/11.** *Salida del motor Stirling; diferentes sustancias de trabajo.* A medida que aumentan las velocidades, las moléculas más pesadas ($N_2$ vs. $H_2$) con mayor viscosidad, originan fricción más alta y una rápida disminución en la salida. A las velocidades más bajas las moléculas más grandes dieron por resultado un mayor efecto de salida, debido al menor volumen de fugas alrededor del pistón, lo cual llegó a ser el factor dominante. El hidrógeno y el helio tienen calores específicos mucho mayores que el aire o el $N_2$, y no son tan nocivos para el lubricante. Todo lo anterior indica que existe algo más que sólo termodinámica en un problema de ingeniería térmica (o ingeniería termodinámica) (según General Motors Corp.[8.1] con autorización de la SAE).

## 8.12 CICLO DE ERICSSON*

El ciclo (ideal) de Ericsson consiste en dos procesos isotérmicos y dos isobáricos, ocurriendo la regeneración a presión constante. En el plano *TS*, un croquis de él se asemejaría al de la figura 8/8(b), y el análisis es completamente similar.

## 8.13 CICLOS INVERSOS Y REVERSIBLES

En principio se debe distinguir entre un ciclo *inverso* y uno *reversible. Ciclo inverso* es un término general que incluye todo aquello para lo cual el trabajo neto es una energía de *entrada*; el calor neto es cedido, y $|Q_R|$ es numéricamente mayor que $Q_A$. *Un ciclo reversi-*

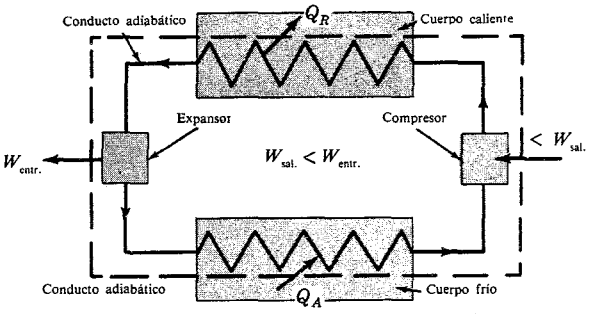



**Fig. 8/12.** *Ciclo inverso —Bomba térmica.* Esta figura representa un ciclo inverso; el calor es cedido a alta temperatura y suministrado a baja temperatura. El trabajo neto es $W = W_{sal.} - W_{entr.} = \oint dQ = Q_A - |Q_R|$, un número negativo que indica que el trabajo es efectuado sobre el sistema. La sustancia operante que circula es el sistema termodinámico.

* John Ericsson (1803-1889), nacido en Suecia, fue un individuo metódico, obstinado e irascible; inventor y diseñador extraordinario, que tenía una gran pasión por la maquinaria. En Inglaterra construyó una locomotora destinada a competir con la diseñada por Stephenson, llamada *Rocket* (o cohete). Aunque la *Rocket* ganó el premio por su mayor fuerza de tracción y su confiabilidad, la locomotora de Ericsson estableció la asombrosa marca de velocidad de 30/mi/h (48 km/h). El *London Times* publicó: "Parecía ciertamente volar, constituyendo uno de los espectáculos más sublimes del ingenio y del atrevimiento humanos en el mundo, presenciados alguna vez". Debido a que fue incapaz de interesar a nadie en Inglaterra en su propulsor de hélice (o de tornillo) —que sería un sustituto para las ruedas de paletas usadas en la época en la propulsión naval— vino a Estados Unidos a promover tal dispositivo. Ideó y proyectó el navío *Monitor* de los unionistas que combatió contra el barco acorazado *Merrimac* de los confederados. Diseñó y construyó un motor de aire caliente para una embarcación que fue botada en 1853, y zozobró poco después en una borrasca. El peso de la máquina en relación con la potencia desarrollada era muy desproporcionado, y el barco carecía de las condiciones necesarias para sobrellevarlo en tiempo borrascoso. Fue un creador tan prolífico que el espacio disponible no permite enumerar todos sus inventos y diseños. Durante los últimos años de su vida estuvo casi recluido en la ciudad de Nueva York, encolerizado por el ferrocarril elevado y aborreciendo el teléfono.

*ble es uno compuesto de procesos que se conforman a la definición de* §5.9; tal *ciclo es interior y exteriormente reversible*; no hay fricción y el calor se transmite con un descenso infinitesimal de temperatura.

Usualmente, en un *ciclo de potencia* el punto de estado se considera que se mueve en el sentido del reloj en los planos $pV$ y $TS$. En un ciclo inverso, el punto de estado se mueve convencionalmente en sentido contrario al del reloj. Podemos invertir los ciclos en que se recibe y cede calor mientras varía la temperatura de los diversos operantes, pero puesto que la irreversibilidad externa es inevitable en una transmisión natural de calor con temperatura variable, tal ciclo es uno *inverso, pero no es un ciclo reversible.* Ver la figura 8/12.

Los ciclos inversos se utilizan para dos objetos: 1) producir un efecto frigorífico (en un sistema de refrigeración), y 2) llevar a cabo un efecto calorífico (en un sistema de calefacción) (Capítulo 17). Si el sistema recibe trabajo desde el exterior, puede hacerse que pase calor hacia el sistema desde el depósito frío, y que fluya calor desde el sistema hacia el depósito caliente, figura 8/12. Por consiguiente, un nombre general para los sistemas de ciclo inverso es el de ***sistema de bombeo de calor*** (suministro y extracción), pero en el uso común suele llamarse ***bomba de calor*** (o *bomba térmica*) al sistema destinado a producir calentamiento de un ambiente.

## 8.14 CICLO DE CARNOT INVERSO

Puesto que cada proceso del ciclo de Carnot es interior y exteriormente reversible, el propio ciclo se puede hacer operar como bomba térmica. Un examen de la figura 8/13 muestra que para un intervalo dado de temperatura y una curva isotérmica particular *ad*, el trabajo debe ser necesariamente el mismo que en el ciclo de potencia; el calor cedido en el ciclo inverso a la temperatura alta debe ser igual al calor suministrado en el citado

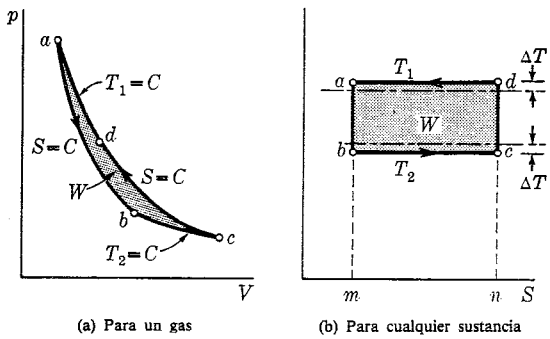



**Fig. 8/13.** *Ciclo de Carnot inverso.* Una expansión isentrópica *ab* abate la temperatura hasta el punto en que el calor pueda ser entregado al sistema reversiblemente desde un receptor frío a $T_2 + \Delta T$, a lo largo de una isoterma *bc*. La compresión isentrópica *cd* produce una temperatura ligeramente más alta que la de la fuente de calor (por ejemplo, $T_1 - \Delta T$), de modo que el calor puede ser cedido a lo largo de *da*. El efecto frigorífico está representado por el área *mbcn*. Si el ciclo se utiliza para la calefacción en vez de para refrigeración, la energía representada por el área *madn* —siendo el calor cedido— será el efecto calorífico.

ciclo de potencia, etc. El parámetro empleado para indicar la eficiencia de un ciclo inverso recibe el nombre ***coeficiente de operación*** que se abrevia c.d.o. y se simboliza por $\gamma$. De acuerdo con el objetivo del ciclo inverso, el c.d.o. (evaluado como salida/entrada), que se expresa siempre como un número positivo, es

$$(8\text{-}7) \qquad \gamma_c \equiv \frac{\text{(Refrigeración)}}{\text{(Trabajo neto)}} = \frac{Q_A}{|W|} \qquad \text{o bien,} \qquad \gamma_h \equiv \frac{\text{(Calor de salida)}}{\text{(Trabajo neto)}} = \frac{|Q_R|}{|W|}$$

[UTILIZADO FRIGORIFICAMENTE] [UTILIZADO CALORIFICAMENTE]

Supongamos que una máquina de Carnot recibe calor de una fuente a temperatura $T_H$, mientras que la temperatura de la máquina es $T_1$, donde $T_H > T_1$, figura 8/14 (a). En forma semejante, consideremos que el sistema a $T_2$ descarga calor a un sumidero a $T_0$, siendo $T_2 > T_0$. La eficiencia de la máquina es $(T_1 - T_2)/T_1$, como de costumbre; pero según se describe, el ciclo es exteriormente irreversible con valores finitos de $\Delta T$. Como resultado, queda cerca de la eficiencia máxima posible de $(T_H - T_0)/T_H$, considerando los depósitos térmicos dados. El ciclo inverso se puede hacer que opere entre dos temperaturas cualesquiera para un fin deseado, pero las relaciones normales de temperatura se muestran en las figuras 8/14 (b) y (c). El ciclo frigorífico (o de refrigeración) cede calor a un sumidero naturalmente disponible a $T_0$, y recibe calor del sistema a enfriar a $T_c$. El ciclo calorífico recibe calor de un sumidero naturalmente disponible y cede calor al espacio que se mantendrá a la temperatura $T_r$.

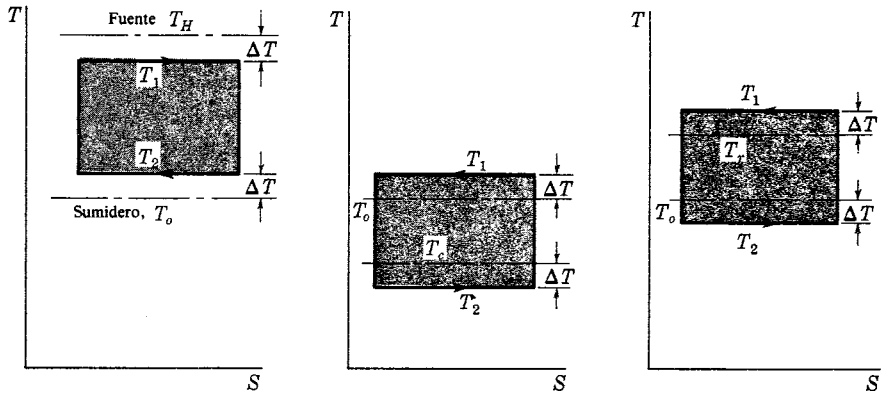



**Fig. 8/14.** *Comparación de ciclos de Carnot para usos diferentes.* Cada ciclo tiende a la reversibilidad externa a medida que $\Delta T \to 0$.

### Ejemplo—Ciclo de Carnot inverso

Un ciclo inverso de Carnot que opera frigoríficamente, como se muestra en la figura 8/14 (b), tiene una capacidad de refrigeración de 600 kJ/min; sus temperaturas son $T_2 = 260$ K y $T_1 = 340$ K. (a) ¿Qué cantidad de calor es cedida? (b) Determine su c.d.o., o sea, $\gamma_c$. (c) Calcule el trabajo suministrado. (d) Si este sistema se utiliza caloríficamente, halle su c.d.o., o sea $\gamma_h$. (e) ¿Cuál sería su eficiencia si funcionara como máquina motriz?

**Solución:**

**(a)** $$Q_R = Q_A \frac{T_1}{T_2} = (600)\left(\frac{340}{260}\right) = 785 \text{ kJ/min}$$

**(b)** $$\text{c.d.o.:}\quad \gamma_c = \frac{Q_A}{Q_A - Q_R} = \frac{600}{600 - 785} = 3.24$$

**(c)** $$\dot{W} = Q_A - Q_R = 600 - 785 = -185 \text{ kJ/min} = -3.08 \text{ kW}$$

**(d)** $$\text{c.d.o.:}\quad \gamma_h = \frac{Q_R}{Q_A - Q_R} = \frac{785}{600 - 785} = 4.24$$

**(e)** Como motor, $$e = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{340 - 260}{340} = 23.5\%$$

## 8.15 Ejemplo—Análisis de un ciclo

Suponga un ciclo compuesto de los siguientes procesos: desde $p_1 = 20$ psia (1.4 kgf/cm$^2$ abs.) y $t_1 = 200°F$ (93°C), se comprime 1 lb/seg. (o sea, 0.5 kg/seg.) de aire politrópicamente según $pV^{1.2} = C$, hasta $p_2 = 100$ psia (7 kgf/cm$^2$ abs.); luego experimenta un proceso isobárico, y el ciclo se cierra por un proceso isotérmico. Determinar (a) el calor suministrado, el calor cedido, el trabajo y la potencia, (b) la eficiencia térmica, y (c) la p.m.e. Escribir la ecuación para el trabajo a partir del plano $pV$, en función de los estados que se indican en la figura 8/15.

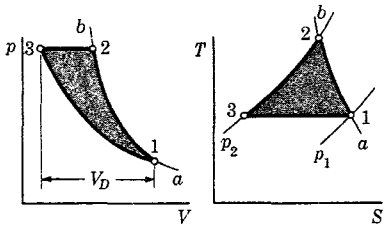



**Fig. 8/15.** *Ciclo de tres procesos.*

**Solución.** (Utilizar la tabla B 1). El ciclo definido no tiene semejanza con ninguno empleado hasta ahora; tales ciclos se han diseñado para incluir la mayor parte de la práctica termodinámica por unidad de tiempo de trabajo. En primer lugar, se grafica el ciclo en los planos $pV$ y $TS$. La línea de compresión politrópica se inclina hacia arriba y a la izquierda en muchos planos, debido a que $1 < n < k$ para $n = 1.2$ en el caso del aire; ver la figura 7/24. Trazar las curvas *ab* sobre ambos planos con extensión indefinida, figura 8/15. Denomine dos estados para una compresión, por ejemplo, 1 y 2. Puesto que el proceso 2-3 es isóbarico, dibuje una línea de presión constante a través de 2 y con extensión indefinida (a ambos lados de 2, debido a que en este momento puede no ser claro donde se halla el estado 3 con respecto a 2). Si es segura la localización de 3, todo lo que se necesita es trazar una curva isotérmica a través de 1 y 3. Quizás el paso más seguro sea regresar al estado 1 y trazar una isoterma por dicho punto, dejando que corte a la línea $p = C$ donde corresponda. Dependiendo de qué procesos se trata, puede ser más fácil terminar el croquis en un plano antes de intentarlo en el otro. Por ejemplo, en este caso es obvio el paso de una isoterma por el punto 1 en el plano $TS$; donde la línea horizontal a través de 1 en el plano $TS$ corta a la isobara previamente trazada con extensión indefinida, se tiene el estado 3. Ahora bien, notemos que en el plano $TS$ el ciclo 1-2-3 se realiza en sentido contrario al del reloj. (Si no hay ningún error hasta ahora, sabemos que el trabajo neto será negativo.) Siempre se verificará que *el ciclo se efectúa en el sentido contrario al del reloj (SCR) en ambos planos, o bien, en el sentido del reloj (SR) también en ambos planos.* Esta observación puede ayudar a esbozar un proceso acerca del cual no se está seguro. No importa que el croquis final no sea una representación a escala, pero sí es importante que el sentido general del proceso sea el correcto, como se ve en la figura 7/24.

Suponiendo que los estados están en las posiciones relativas correctas, vemos a partir del plano $TS$ que se suministra calor a lo largo de 3-1 y se cede según 1-2-3. Asimismo, se realiza trabajo de salida (positivo) según 3-1 y se admite según 1-2-3. Este ciclo es *inverso* pero no *reversible*. Se podría hacer reversible este ciclo por el uso de las máquinas reversibles de Carnot, pero, como se describió antes, no está de acuerdo con nuestra definición del ciclo reversible.

(a) Calcule primero algunas propiedades necesarias (cfs = pie$^3$/seg.).

**(a)** $$T_2 = T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} = (660)\left(\frac{100}{20}\right)^{0.2/1.2} = 863°\text{R}$$

$$\dot{V}_1 = \frac{\dot{m}RT_1}{p_1} = \frac{(53.3)(660)}{(20)(144)} = 12.2 \text{ cfs} \qquad \dot{V}_3 = \dot{V}_1\left(\frac{p_1}{p_3}\right) = 12.2\left(\frac{20}{100}\right) = 2.44 \text{ cfs}$$

**(b)** $$\dot{Q}_{3\text{-}1} = \dot{Q}_A = \frac{p_1 \dot{V}_1}{J} \ln \frac{V_1}{V_3} = \frac{(20)(144)(12.2)}{778} \ln \frac{12.2}{2.44} = 72.6 \text{ Btu/seg. o bien, } 76.6 \text{ kW}_t,$$

**(c)** $$\dot{Q}_{1\text{-}2} = \dot{m} c_v \left(\frac{k - n}{1 - n}\right)(T_2 - T_1)$$

$$= (0.1714)\left(\frac{1.4 - 1.2}{1 - 1.2}\right)(863 - 660) = -34.8 \text{ Btu/seg.}$$

**(d)** $$\dot{Q}_{2\text{-}3} = \dot{m} c_p (T_3 - T_2) = 0.24\,(660 - 863) = -48.7 \text{ Btu/seg.}$$

**(e)** $$\dot{Q}_R = -34.8 - 48.7 = -83.5 \text{ Btu/seg. o bien, } -\frac{83.5}{0.948} = 88.1 \text{ kW}_t,$$

donde $\text{kW}_t$ significa *kilowatt térmico* para distinguirlo del kilowatt de potencia mecánica.

$$\dot{W} = \oint d\dot{Q} = 72.6 - 83.5 = -10.9 \text{ Btu/seg.}$$

**(f)** $$\dot{W} = 76.6 - 88.1 = -11.5 \text{ kW} \quad \text{o bien,} \quad 11.5 \text{ kW de entrada}$$

Véa que los signos algebraicos confirman nuestras observaciones realizadas al principio.

(b) En el caso de la eficiencia térmica, imagínese que ahora el ciclo se efectúa en el sentido del reloj como un ciclo de potencia; entonces el calor suministrado es $Q_{3\text{-}2\text{-}1} = 83.5$ y

**(g)** $$e = \frac{10.9}{83.5} = 13.05\%$$

Este ciclo inverso no es propio para refrigeración o calefacción.

(c) La p.m.e. es (advierta cuán bajo es su valor)

**(h)** $$p_m = \frac{W}{V_D} = \frac{W}{V_1 - V_3} = \frac{10.9 \times 778}{(12.2 - 2.44)(144)} = 6.03 \text{ psi}$$

(d) La ecuación de trabajo por $\oint p\,dV$, de la figura 8/15, es

**(i)** $$W_{\text{neto}} = \oint p\,dV = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{1 - n} + p_2(V_3 - V_2) + p_3 V_3 \ln \frac{V_1}{V_3}$$

una suma algebraica. Como en el caso de los cálculos de calor, los signos resultan automáticamente negativos donde deben serlo, si han sido empleados los números correctos. En los cálculos importantes se realizan todas las comprobaciones disponibles; por ejemplo, calcular el trabajo con la ecuación **(i)** y ver que es igual al que se halló en la ecuación **(f)**.

## 8.16 LA MAQUINA REVERSIBLE ES LA MAS EFICIENTE

Para límites particulares de temperatura ninguna máquina térmica puede ser más eficiente que una máquina reversible. La verdad de este enunciado, conocido como ***principio de Carnot***, se demuestra por un proceso de raciocinio. El razonamiento será más claro si se utilizan números en vez de símbolos. Imaginemos una máquina reversible $R$, figura 8/16 (a), que toma 100 kcal del depósito térmico caliente ($T_1 = C$) y en un momento dado, convierte 40 kcal en trabajo y cede 60 kcal al depósito térmico frío ($T_2 = C$). La eficiencia térmica del motor es, por consiguiente, de 40/100 = 40%. Ahora bien, ya se ha visto, a partir de la descripción del ciclo de Carnot (§8.16) que si se invierte el ciclo en esta

máquina, se necesitarán 40 kcal para su impulsión, se han de tomar 60 kcal del depósito frío y se entregarán 100 kcal al depósito caliente. En la figura 8/16 (b) una máquina motriz irreversible $I$ impulsa a la máquina reversible. Por el momento, suponga que la máquina irreversible $I$ es más eficiente que la máquina reversible $R$, o sea, $e_I = 50\%$. En consecuencia, puesto que se requieren 40 kcal para impulsar a $R$, el motor $I$ necesitará recibir

(a) $$Q_A = \frac{W}{e} = \frac{40}{0.5} = 80 \text{ kcal}$$

de la fuente y entregar 40 kcal al sumidero de calor. Observe que la figura 8/16 (b) corresponde a un sistema aislado, en el que la máquina reversible $R$ descarga $100 - 80 = 20$ kcal más a la fuente, que lo que recibe de dicho depósito caliente el motor irreversible $I$. Además, $R$ toma $60 - 40 = 20$ kcal más del depósito frío que lo que $I$ cede al mismo. En otras palabras, para la *condición supuesta* de que $I$ es más eficiente que $R$, resulta en la figura 8/16 (b) que el calor fluye continuamente de un depósito frío a un depósito caliente sin ayuda externa alguna. Todas nuestras experiencias indican que no fluirá calor de esta manera en un sistema aislado. Podemos hacer que pase calor desde un sumidero de calor hasta una fuente térmica, proporcionando trabajo de origen externo al sistema (por ejemplo, un motor Diesel o un motor eléctrico impulsa el compresor de un sistema de refrigeración), *pero el calor neto no fluirá por sí solo desde un cuerpo frío a uno caliente* (Clausius, §5.2), lo que es un enunciado de la segunda ley de la termodinámica.

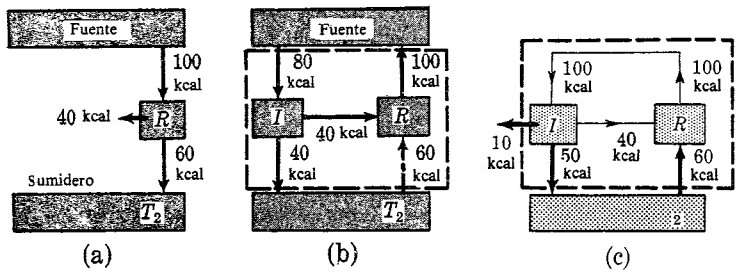



**Fig. 8/16.** *La máquina reversible es la más eficiente de todas las máquinas térmicas concebibles.*

En vez de que se haga circular calor simplemente, como en la figura 8/16 (b), podríamos dirigir el flujo de energía desde la máquina reversible directamente a la máquina irreversible, como en la figura 8/16 (c), cuya eficiencia de 50% le permitiría impulsar la máquina $R$ y al mismo tiempo ceder 10 kcal de trabajo a algo externo al sistema. Por consiguiente, este sistema *intercambia calor con un solo depósito térmico* (resumidero) y suministra trabajo (prohibición de Kelvin-Planck. §5.2). Estos eventos, figuras 8/16 (b) y (c), que representan una violación de la segunda ley, se analizarán con más detalle en el capítulo siguiente, y nunca es de esperar que sucedan, pues son contrarios a todas las experiencias humanas con la energía. En consecuencia, la hipótesis de que la máquina $I$ es más eficiente que la máquina $R$, resulta absurda e imposible.

La máquina $I$ se podría considerar fácilmente también como otra máquina reversible ($R'$) y el mismo razonamiento conduciría a la conclusión de que *una máquina térmica reversible no puede ser más eficiente que otra cuando ambas operan entre idénticos límites de temperatura; todas las máquinas reversibles que funcionen entre los mismos límites de temperatura tendrán la misma eficiencia térmica:* a saber $(T_1 - T_2)/T_1$, que es la más alta concebible para una máquina termodinámica.

## 8.17 CONCLUSION

El ciclo de Carnot no se considera en la actualidad formalmente como medio de generación de potencia (o fuerza motriz), sino que es un concepto monumental que, como hemos visto, ha conducido a importantes deducciones relativas a las limitaciones inherentes de cualquier máquina motriz térmica. Los ciclos de Ericsson y Stirling implican una idea, el calentamiento regenerativo, que se utiliza en modernas plantas con turbinas de gas o de vapor, así como en otros dispositivos de economía de calor. También, en este capítulo hemos aprendido cuáles son los elementos esenciales de un ciclo y cómo analizarlos. Haciendo caso omiso de los aspectos visionarios o imprácticos de estos ciclos, un estudio de ellos produce resultados de gran valor práctico.

Observe que una cantidad particular de calor intercambiada entre sistemas es negativa para uno y positiva para el otro, que es, por ejemplo, lo que resulta de concentrar la atención (por los diagramas de energía) en el sistema que se está estudiando.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**8.1** La realización de una serie cíclica de procesos en un sistema cerrado implica las siguientes cuatro interacciones de calor (en kcal): $Q_1 = 50$, $Q_2 = -75$, $Q_3 = 125$, $Q_4 = -40$. Concurrentemente, cuatro interacciones de trabajo (en kJ) ocurren durante el ciclo: $W_1 = 200$, $W_2 = -124$, $W_3 = 100$, $W_4 = (?)$. Determine **(a)** el trabajo $W_4$ y **(b)** la eficiencia $e$. **(c)** ¿Cuánto valen $\Delta U$ y $\Delta S$ para este ciclo.

*Resp.* **(a)** 75 kJ, **(b)** 34.26%, **(c)** 0.

**8.2** La eficiencia térmica de una máquina particular que opera en un ciclo ideal es de 30%. Determine **(a)** el calor proporcionado por 1 200 W·h de trabajo realizado, **(b)** la razón del calor suministrado al calor cedido y **(c)** la razón del trabajo desarrollado al calor cedido.

*Resp.* **(a)** 14 399 kJ, **(b)** 1.43, **(c)** 0.428.

**8.3** Una máquina que opera según el principio de Carnot recibe calor de un gran depósito térmico formado por una mezcla de agua y vapor de agua en equilibrio a 1 atm, y descarga 5 275 kJ/h a un gran depósito frío constituido por una mezcla de agua y hielo en equilibrio a 1 atm. Si la potencia desarrollada es de 536 W, determine el número de kelvins (o grados Kelvin) que separan el punto de congelación del agua y la temperatura del cero absoluto. *Resp.* 273 K.

**8.4** Demuestre que la eficienca (térmica) del ciclo de Carnot en función de la relación de compresión isentrópica $r_k$ está dada por $e = 1 - 1/r_k^{k-1}$.

**8.5** Represente el ciclo de Carnot como un cuadrado en el plano $TS$. Ahora inscriba dentro de tal figura una circunferencia de diámetro máximo $D$ que representa un ciclo. Observando que ambos ciclos operan entre los mismos límites de temperatura $T_1$ (fuente) y $T_2$ (sumidero), demuestre que el ciclo de Carnot es el más eficiente.

**8.6** El nitrógeno gaseoso es el operante de un ciclo de potencia de Carnot en el que los volúmenes respectivos (en litros) en los cuatro vértices del ciclo, comenzando en un punto inicial de la expansión isotérmica, son $V_1 = 10.10$, $V_2 = 14.53$, $V_3 = 226.54$ y $V_4 = 157.73l$. ¿Cuál es la eficiencia del ciclo? *Resp.* 66.7%.

**8.7** Demuestre que las eficiencias de los tres ciclos —de Carnot, de Stirling y de Ericsson— son idénticas bajo las mismas restricciones de temperatura e iguales a $e = 1 - T_{\text{mín.}}/T_{\text{máx.}}$.

**8.8** En astronáutica se ha propuesto el empleo de un motor portátil con ciclo de Stirling destinado a suministrar potencia mecánica en un ambiente donde el calor es cedido sólo por radiación, y tal efecto es proporcional al área y a la cuarta potencia de la temperatura de la superficie de radiación, o sea $Q_r = KA_r T_r^4$, siendo $K$ una constante. La fuente de calor para tal máquina sería un reactor portátil pequeño. En vista de los requisitos de masa mínima, demuestre que para una potencia de salida dada y una temperatura máxima predeterminada del motor, el área de radiación $A_r$ será mínima cuando la razón de las temperaturas de la máquina sea $T_{\text{mín.}}/T_{\text{máx.}} = 3/4$.

**8.9** El ciclo de Ericsson está compuesto de dos procesos isotérmicos y dos isobáricos, con cambio de calor regenerativo durante los procesos isobáricos. Las propiedades al principio de la expansión isotérmica son 49.48 kPa abs., 142 lit y 282.2°C. En el caso de una relación de expansión isotérmica de 2 y una temperatura mínima de 4.4°C, halle **(a)** $\Delta S$ durante el proceso isotérmico, **(b)** $Q_A$, $Q_R$, $W$ y $e$; **(c)** el volumen al final de la expansión isotérmica y la relación total de expansión; y **(d)** $p_m$.

*Resp.* **(a)** 0.122 kJ/K; **(b)** $Q_A = 67.7$ kJ, $e =$ 50%; **(c)** $r_e = 4$; **(d)** 159 kPa.

**8.10** Considere dados los siguientes procesos: isobárico, isométrico, isotérmico e isentrópico. Idee o invente cuatro ciclos de tres procesos diferentes. Trace los diagramas correspondientes $pV$ y $TS$ para cada uno y escriba las expresiones de $Q_A$, $Q_R$ y $W$ a partir del plano $pV$.

**8.11** Un ciclo termodinámico ($S$, $T$, $p$) se compone de los siguientes procesos reversibles: expansión isentrópica, 1-2; isotérmico, 2-3; a presión constante, 3-1. Trace los diagramas $pV$ y $TS$ para el ciclo y escriba las expresiones para **(a)** $Q_A$ y $Q_R$, **(b)** trabajo neto, a partir de los diagramas $pV$, $Ts$; y **(c)** $e$ y $p_m$.

**8.12** El ciclo ($S$, $T$, $p$) descrito en el problema **8.11** opera con 113 g de nitrógeno; la expansión 1-2 es $r_e = 5$; $t_1 = 149°C$, $p_1 = 689.5$ kPa abs. Determine **(a)** $p$, $V$ y $T$ en cada punto, **(b)** $Q_A$ y $Q_R$, **(c)** $W$ a partir del plano $pV$ (compruebe por el $Q$ neto), **(d)** $e$ y $p_m$. **(e)** Si se desarrolla en 100 Hz, halle la potencia en kW.

*Resp.* **(b)**23.53, −16.8 kJ, **(c)** 6.73 kJ, **(d)** 73.3 kPa, **(e)** 673 kW.

**8.13** Un ciclo ($S$, $V$, $n$) de tres procesos de un gas ideal (para el cual $c_p = 1.064$, $c_v = 0.804$ kJ/kg·K) se inicia por una compresión isentrópica 1-2 desde 103.4 kPa abs., 27°C hasta 608.1 kPa abs. Un proceso a volumen constante 2-3 y uno politrópico 3-1 con $n = 1.2$ completa el ciclo. La circulación ocurre a una intensidad constante de 0.907 kg/seg. Calcule $\oint p\,dV$, $\oint dQ$, la eficiencia térmica y la p.m.e

*Resp.* 9.5 kJ/s, 19.1%, 18.8 kPa.

**8.14** Una sustancia experimenta un ciclo de Carnot inverso durante el cual recibe 105.5 kJ/min de calor. Determine el trabajo requerido si el proceso de compresión adiabática triplica la temperatura absoluta inicial. *Resp.* 3.52 kW.

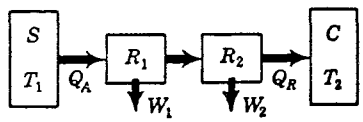
**8.15** Un ciclo de refrigeración opera según el ciclo de Carnot entre 244.4 K y 305.6 K, con una entrada de 7.46 kW. Trace el ciclo en el plano $TS$ y determine **(a)** el c.d.o., **(b)** la capacidad frigorífica en toneladas de refrigeración (1 t.r. = 211 kJ/min). *Resp.* **(a)** 4, **(b)** 8.48.

**8.16** El c.d.o. ($\gamma$) de un ciclo de Carnot inverso vale 5.35 cuando la refrigeración se realiza a 255 K; $\Delta S = 0.38$ kJ/K durante las interacciones de calor isotérmicas. Determine **(a)** el efecto frigorífico, **(b)** la temperatura a la cual se cede el calor, **(c)** el trabajo neto. **(d)** Si este ciclo se utiliza para calefacción (entre iguales límites de temperatura), ¿cuál es el c.d.o.? **(e)** Demuestre que $\gamma_{\text{calef.}} = \gamma_{\text{refrig.}} + 1$ donde $\gamma$ = c.d.o.

**8.17** Un sistema de Carnot ha de ser utilizado primero como máquina motriz, y luego invertido y empleado como refrigerador. Demuestre que la razón de su coeficiente de operación (c.d.o.) como refrigerador, a su eficiencia ($e$) como máquina motriz, en función de las temperaturas respectivas $T_{\text{máx.}}$ y $T_{\text{mín.}}$, es c.d.o./$e = T_{\text{máx.}}\,T_{\text{mín.}}/(T_{\text{máx.}} - T_{\text{mín.}})^2$.

**8.18** Una máquina reversible que opera entre una fuente de calor a temperatura alta y un resumidero de calor a temperatura baja recibe 53 kJ y produce 350 W·min de trabajo. Determine **(a)** la eficiencia térmica, **(b)** la relación entre las temperaturas Rankine de la fuente y del sumidero, **(c)** la relación de las temperaturas Kelvin de tales elementos, y **(d)** la temperatura del sumidero si la temperatura de la fuente es de 260°C.

**8.19** Utilizando una fuente de calor (S), un receptor frío (C) y las dos máquinas reversibles ($R_1$ y $R_2$) que se indican en la figura, considere que $Q_A = 60$ cal, $W_2 =$ W·seg. y $T_2 = 333.3$ K. Si las




**Problemas 8.19, 8.34**

máquinas tienen iguales eficiencias (térmicas), calcule **(a)** la temperatura a la cual $R_2$ recibe calor, **(b)** las eficiencias, **(c)** $T_1$, **(d)** $W_1$, y **(e)** $Q_R$.

*Resp.* **(a)** 416.1 K, **(b)** 19.8%, **(d)** 49.8 W·seg.

**8.20** Se sabe que existen temperaturas en la Luna, desde 394 K en su lado iluminado por el Sol hasta 117 K en su parte oscura. Idee una máquina térmica a utilizar en la Luna y que emplee estas condiciones térmicas, y analice su factibilidad para desarrollar una eficiencia predeterminada.

**8.21** Un estudio con programación de compu-

tadora ha de ser realizado acerca de una máquina motriz Stirling que opera con nitrógeno. Al principio de la compresión (punto 1), $p_1 = 103$ kPa abs., $T_1 = 310$ K, $m = 1$ kg. Utilice relaciones de compresión de 6, 8, 10 y 12, y calcule el trabajo para cada uno de los dos casos siguientes: primero, tome en cuenta la variación de calores específicos empleando los datos de la tabla I; segundo, utilice los calores específicos constantes dados en la sección B 1. Escriba el programa y compare los resultados.

## UNIDADES TECNICAS

**8.22** Una máquina de Carnot que opera entre 900°F (482°C) y 90°F (32°C) produce 40 000 pie·lb de trabajo. Obtenga **(a)** el calor suministrado, **(b)** el cambio de entropía durante la cesión de calor, y **(c)** la eficiencia térmica de la máquina.

*Resp.* **(a)** 86.3 Btu, **(b)** −0.0635 Btu/°R, **(c)** 59.55%.

**8.23** Un ciclo de Carnot de potencia opera con 2 lb de aire entre los límites de 70°F (21°C) y 500°F (260°C). La presión al inicio de la expansión isotérmica es de 400 psia (28 kgf/cm$^2$) y el final de la expansión isotérmica es de 185 psig (12.95 kgf/cm$^2$). Determine **(a)** el volumen al final de la compresión isotérmica, **(b)** $\Delta S$ durante un proceso isotérmico, **(c)** $Q_A$, **(d)** $Q_R$, **(e)** el trabajo, **(f)** $e$, **(g)** la p.m.e.

*Resp.* **(a)** 7.82 pie$^3$, **(b)** 0.0948 Btu/°R, **(c)** 91 Btu, **(f)** 44.7%, **(g)** 15.88 psi (1.11 kgf/cm$^2$).

**8.24** **(a)** Un ciclo con regeneración es el ciclo Stirling compuesto de dos procesos isotérmicos y dos procesos isométricos regenerativos. Ver §8.11. Trace este ciclo en los planos $pV$ y $TS$ y escriba expresiones para $Q_A$, $Q_R$, $W$, $e$ y $p_m$. **(b)** Se emplea aire para realizar un ciclo de Stirling. Al inicio de la expansión isotérmica $p_1 = 105$ psia (7.35 kgf/cm$^2$ abs.), $V_1 = 2$ pie$^3$ (0.057 m$^3$) y $t_1 = 600$°F (316°C). La relación de expansión isotérmica es $r = 1.5$ y la temperatura mínima en el ciclo es $t_2 = 80$°F (27°C). Calcule **(a)** $\Delta S$ durante los procesos isotérmicos, **(b)** $Q_A$, **(c)** $Q_R$, **(d)** $W$, **(e)** $e$ y **(f)** $p_m$.

*Resp.* **(a)** 0.01487 Btu/°R, **(b)** 15.75 Btu, **(e)** 49.1%, **(f)** 41.7 lb/plg$^2$.

**8.25** Suponga que 1 kg de nitrógeno pasa por un ciclo de Stirling (ver en el problema **8.24** su descripción) entre los límites de temperatura de 116°C y −107°C en una aplicación criogénica. Si la presión máxima en el ciclo es de 14 kgf/cm$^2$ y la relación de compresión isotérmica es $r_k = 4$, determine **(a)** $Q_A$, **(b)** $Q_R$, **(c)** $W$, **(d)** $e$ y **(f)** $p_m$.

**8.26** Un ciclo de Ericsson, §8.12, opera con 0.34 kg. de oxígeno desde 4.22 kgf/cm$^2$ abs. (60 psia) y 649°C (1 200°F) al inicio del proceso, hasta el límite interior de temperatura de 93.3°C (200°F). Si la relación de expansión isotérmica es 3, evalúe en unidades métricas **(a)** $Q_A$, **(b)** $Q_R$, **(c)** $W$, **(d)** $e$ y **(e)** $p_m$. **(f)** ¿Cuál es la eficiencia del mismo ciclo sin regeneración? Compare con **(d)**.

**8.27** Igual que el problema **8.26**, excepto que el operante es 0.5 lb de nitrógeno. (Utilice las unidades inglesas.)

*Resp.* **(a)** 64.6, **(b)** −25.7, **(c)** 38.9 Btu, **(d)** 60.1%, **(e)** 15.28 lb/plg$^2$, **(f)** 20.60%.

**8.28** Un ciclo termodinámico ($T$, $V$, $n$) está compuesto de los siguientes procesos reversibles: compresión isotérmica 1-2; calentamiento a volumen constante 2-3; proceso politrópico 3-1 con $pV^{1.45} = C$. Trace los diagramas $pV$ y $TS$ en el caso de un ciclo que opera sobre un gas diatómico, y escriba las expresiones para **(a)** $Q_A$ y $Q_R$, **(b)** $W$ a partir del plano $pV$, y **(c)** $e$ y $p_m$.

**8.29** El ciclo descrito en el problema **8.28** opera sobre 5 lb (2.27) kg de oxígeno con $p_1 = 16$ psia (1.12 kgf/cm$^2$ abs.) y $t_1 = 105$°F (41°C). Durante el proceso isotérmico el operante cede 315 Btu (79.4 kcal). Determine **(a)** la relación de compresión isotérmica; $V_1/V_2$; **(b)** $p_2$, $p_3$ y $T_3$; **(c)** $Q_A$ y $Q_R$; **(d)** $W$ y $e$; y **(e)** $p_m$.

*Resp.* **(a)** 6.02, **(b)** $p_3 = 217$ psia (15.19 kgf/cm$^2$ abs.), 1 270°R (706 K); **(c)** 555, −384.1, **(d)** 171 Btu, 30.77%, **(e)** 18.71 lb/plg$^2$.

**8.30** Suponga que 2 kg de monóxido de carbono experimentan un ciclo de Carnot inverso entre los límites de temperatura de 4.44°C y 260°C. La presión mínima en el cielo es de 1.05 kgf/cm$^2$ abs. y la relación de compresión isotérmica es $r_k = 3$. Calcule **(a)** los volúmenes y las presiones en los cuatro vértices, **(b)** $Q_A$, $Q_R$, $W$, y **(c)** el cambio de entropía durante los procesos isotérmicos.

**8.31** Dos máquinas térmicas reversibles operan entre los mismos límites de temperatura. Una máquina desarrolla 50 hp y tiene una eficiencia de 40%; la otra recibe 4 240 Btu/min de una fuente de calor. Determine el trabajo (por unidad de tiempo) de la segunda máquina y el calor que cada una cede al receptor frío.

*Resp.* 40 hp. 2 544, 3 180 Btu/min.

**8.32** Demuestre que todas las máquinas reversibles tienen idénticas eficiencias cuando operan dentro de las mismas restricciones de temperatura.

**8.33** El diseñador de un nuevo tipo de máquina motriz afirma obtener una salida de 225 hp con un combustible que libera 19 250 Btu/lb al

ser quemado. Si el calor es suministrado y cedido a temperaturas medias de 750°F (399°C) y 145°F (62.8°C), respectivamente, evalúe la mínima cantidad de combustible necesaria concebible para desarrollar potencia nominal de salida de la máquina.

*Resp.* 59.5 lb/h.

**8.34** Dos máquinas reversibles $R_1$ y $R_2$ se conectan en serie entre una fuente de calor $S$ y un receptor frío, $C$, como se muestra en la figura 8/19. Si $T_1$ = 1 000°R (556 K), $T_2$ = 400°R (222 K), $Q_A$ = 400 Btu (100.8 kcal), y las máquinas tienen iguales eficiencias térmicas, determine **(a)** la temperatura a la que el calor es cedido por $R_1$ y recibido por $R_2$, **(b)** el trabajo $W_1$ y $W_2$, de cada máquina, y **(c)** el calor cedido, $Q_R$, al receptor frío.

*Resp.* **(a)** 632°R(351 K); **(b)** 147.2 Btu (37.1 kcal), 93 Btu (23.4 kcal); **(c)** −160 Btu (−40.3 kcal).

# 9

# POTENCIA EN SISTEMAS BIFASICOS

## 9.1 INTRODUCCION

El ciclo de Carnot, que consiste en dos procesos isotérmicos y dos isentrópicos, puede funcionar con cualquier sustancia, de manera que los límites que establece son tan apropiados para un ciclo con un vapor como para cualquier otro, y todas las conclusiones basadas en el ciclo de Carnot son válidas (capítulos 5, 7). En la práctica, sin embargo, es conveniente emplear, como normas de comparación, ciclos que son menos perfectos, pero que concuerdan más estrechamente con los ciclos reales. Este capítulo presenta las ideas fundamentales que conforman los ciclos destinados a la generación de potencia y cuya sustancia operante experimenta un cambio de fase durante los procesos cíclicos.

Una poderosa ventaja de los sistemas cíclicos de dos fases es que el fluido que se impulsa desde baja presión hasta alta presión está en la fase líquida, y el costo de bombear un líquido es considerablemente menor que el de comprimir y manejar una sustancia gaseosa. En el futuro inmediato, la más importante cantidad de la potencia eléctrica generada será, con mucho, la proveniente de los ciclos termodinámicos en que se utilice $H_2O$ (líquido y vapor) como sustancia de trabajo. La fuente de calor podrá ser un combustor de combustibles fósiles (carbón, petróleo o gas natural), o bien, un reactor de energía nuclear. En casos especiales se emplean diversas fuentes de calor y otras sustancias de trabajo. *Ejemplos*: En el sistema llamado SNAP (del inglés *System for Nuclear Auxiliary Power*), que es una fuente de potencia utilizada en la exploración del espacio ultraterrestre, se usa el mercurio como operante —como ya lo es en algunas plantas actuales de generación energética §9.13— y la fuente primaria de energía es un material radiactivo. En otro caso donde el objetivo consiste en utilizar la energía solar (aunque varias clases de energía se podrán adaptar fácilmente), el operante es un fluido especial denominado Dowtherm A. Las curvas de saturación en el plano *Ts* son semejantes a las de la figura 3/3, de modo que la sustancia de trabajo alcanza el sobrecalentamiento al expandirse a través de la turbina. Como sabemos, la expansión lleva al vapor hasta la región de humedad, y una turbina altera su funcionamiento cuando el vapor contiene gotas de líquido. Un sistema interesante que se ha propuesto, consiste en emplear propano o amoniaco como operante en grandes plantas energéticas instaladas mar adentro, que harán uso del agua caliente de la superficie como fuente de calor, y el agua fría de las profundidades (desde unos 600 m o más) como sumidero de calor.

Como quiera que las plantas energéticas de vapor abundan en número y han sido ampliamente desarrolladas, la atención se enfocará en este asunto; pero las ideas expuestas podrían aplicarse a cualquier sustancia de trabajo. Al comienzo de este libro se describen los equipos de mayor importancia en las plantas generadoras de potencia con vapor.

## 9.2 CICLO Y MAQUINA IDEALES

Puesto que en los ciclos de potencia de vapor usuales el operante (agua) pasa por diversos elementos (generador de vapor, máquina motriz, condensador y bombas), suele ser conve-

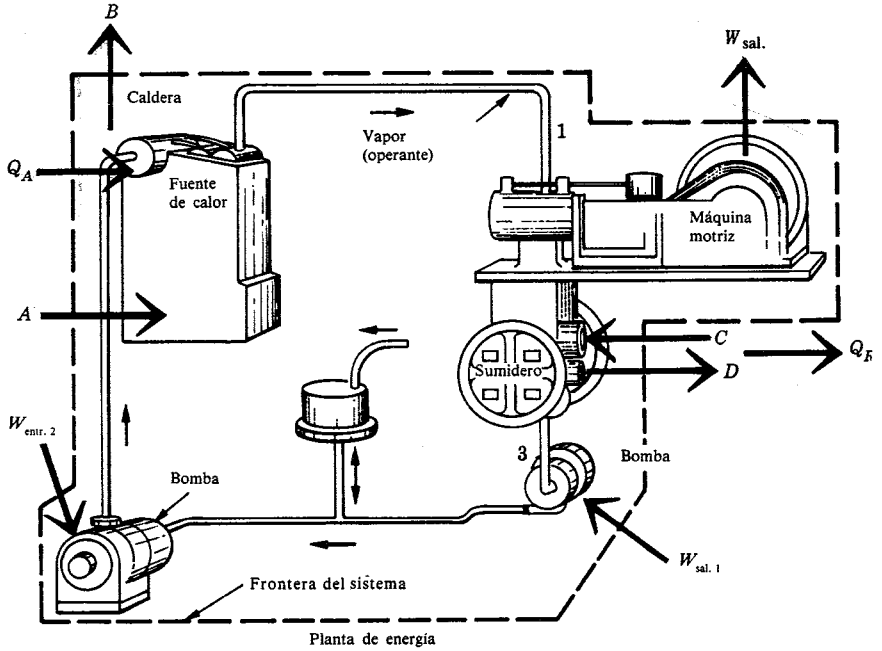



**Fig. 9/1.** *Elementos de un ciclo termodinámico—Máquina motriz térmica.* La *sustancia operante* es $H_2O$; la *fuente de calor* es la combustión en el hogar de la caldera; el *sumidero de calor* es el agua de enfriamiento que circula por el condensador. En este ciclo otro elemento necesario es la bomba para regresar el operante a su estado de alta presión. (*Cortesía de Power, ciudad de Nueva York.*)

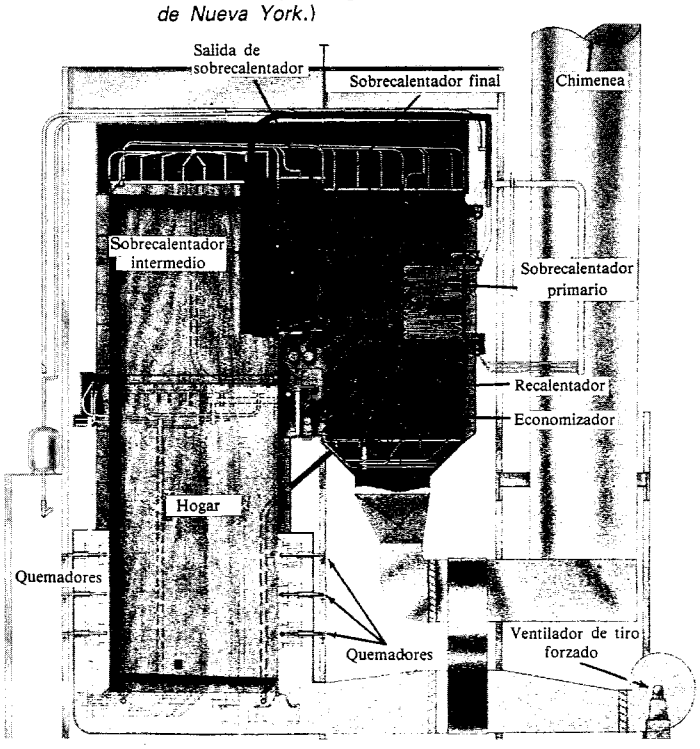



**Fig. 9/2.** *Generador de vapor de alta capacidad.* Combustión de gas natural; 3 547 000 lb/h (1 608 920 kg/h) de vapor a 2 640 psig (186 kgf/cm² abs.) y 1 005°F (540°C); recalentamiento a 543 psig (38 kgf/cm² abs.) y 1 005°F (540°C); Alimenta una turbina de 500 MW que gira a 3 600 rpm; existen 7 calentadores de agua de alimentación del tipo cerrado y un paso de recalentamiento; potencia motriz de las bombas, 12 600 kW. (*Cortesía de Foster Wheeler Corp., Livingston, N.J.*)

niente considerar por separado el ciclo y la máquina —así como otros equipos (para estudiar su funcionamiento); vea la figura 9/1. Hay dos características inherentes que conviene tener presentes: 1) En el caso del ciclo, el estado de máxima disponibilidad termodinámica es el estado del vapor cuando *sale* del generador de vapor, que es la condición significativa para el ciclo. Pero debido a pérdidas inevitables en la tubería que conecta el citado generador (figs. 9/2 y 9/3) con el motor de vapor, el estado cuando *entra* en la máquina motriz es primordial para evaluar el trabajo y la eficiencia de ésta. 2) El trabajo de la máquina motriz (turbina) es el *total* ($W_t$); el trabajo del ciclo es igual al de la máquina (turbina) menos el de entrada. Consideraremos únicamente el sistema de $H_2O$, para el cual el trabajo de entrada es el de bombeo $W_p$, o sea $\oint dW = W_t - |W_p|$. Otra cantidad de trabajo se necesita para impulsar los auxiliares.

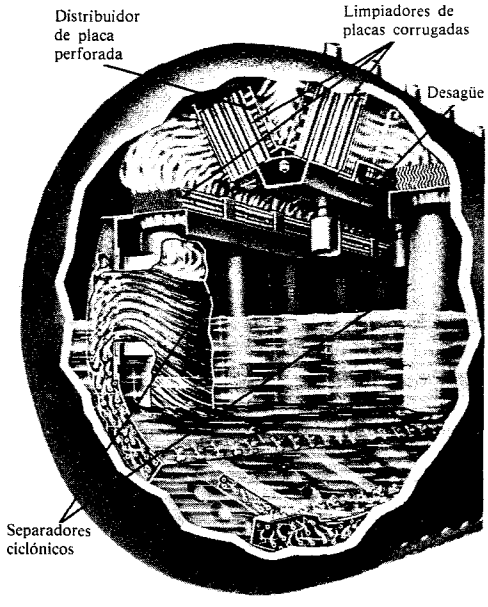



**Fig. 9/3.** *Interior de un tambor de caldera de gran capacidad.* La mezcla de vapor y agua líquida, que sube desde los tubos que rodean el hogar (u horno), es guiada hacia los separadores ciclónicos, donde el movimiento tangencial de alta velocidad origina que el agua en estado líquido sea impulsada hacia los lados (por fuerza centrífuga) y luego descienda para unirse con el resto del agua. El vapor (que es más ligero) asciende por el centro, a través de los separadores corrugados que proporcionan una gran superficie para interceptar las partículas de agua, mientras el vapor fluye sinuosamente entre ellas. (*Cortesía de Babcock and Wilcox Co., Nueva York, N. Y.*)

## 9.3 CICLO Y MAQUINA DE RANKINE

El ciclo de Rankine se ilustra en la figura 9/4 en los planos *pv* y *Ts*. El vapor sale de la caldera, por ejemplo, en el estado 1, es conducido a la máquina sin pérdidas (ciclo ideal), se expande isentrópicamente en el motor ideal hasta el estado 2, y pasa luego al condensador (fig. 9/5). El agua de circulación condensa el vapor a líquido saturado en 3, desde donde se bombea isentrópicamente al generador de vapor en el estado de líquido comprimido a subenfriado. Por lo general entra al economizador (fig. 9/6) del generador

* William John M. Rankine (1820-1872), profesor de la Universidad de Glasgow, fue contemporáneo de los gigantes de la termodinámica Joule, Maxwell, Kelvin y Clausius. Durante la vida de estos cinco hombres, y en gran parte debido a sus empeños, se formularon e interpretaron las leyes y los conocimientos de la termodinámica. Rankine no tuvo pequeña participación en estos logros. Destacó como hombre de talentos diversos y un prolífico contribuidor a la literatura científica y técnica de sus días. Entre sus obras publicadas se tiene un importante texto de mecánica analítica, un manual para ingenieros civiles, y diversas obras acerca del suministro de aguas, del motor de vapor, la construcción naval, y de muchas otras materias de naturaleza técnica, sin dejar de mencionar su obra musical *Songs and Fables* (Canciones y fábulas), se dio a conocer también como compositor y notable cantante. La modificación que realizó de la fórmula de Gordon para las columnas se utiliza ampliamente en la actualidad.

de vapor antes de ingresar al tambor de la caldera (fig. 9/3). Observe el proceso irreversible de mezcla de agua fría a la temperatura $t_B$ con el agua caliente de la caldera a la temperatura $t_4 = t_1$. El líquido comprimido en $B$ se calienta hasta la saturación en 4, después de lo cual se convierte en vapor saturado al llegar a 1, y se repite el ciclo. Si el vapor se sobrecalienta antes de que salga del generador, el ciclo de Rankine correspondiente sería *ef*-3-*B*-4-*e*. Como el generador de vapor, la turbina, el condensador y la bomba de alimentación se consideran todos como máquinas de flujo continuo, la ecuación aplicable es $Q = \Delta h + \Delta K + W$. En el ciclo ideal, $\Delta K$ se toma siempre igual a cero para cada proceso. El trabajo neto $W_{\text{neto}} = \oint dQ = \oint dW$; tomando en cuenta $\oint dQ$ se tiene

**(a)** $$W_{\text{neto}}\ h_1 - h_B - (h_2 - h_3) = h_1 - h_2 + h_3 - h_B$$

que está representado por la región cerrada 1-2-3-*B*-4, figura 9/4, donde $Q_A = h_1 - h_B$

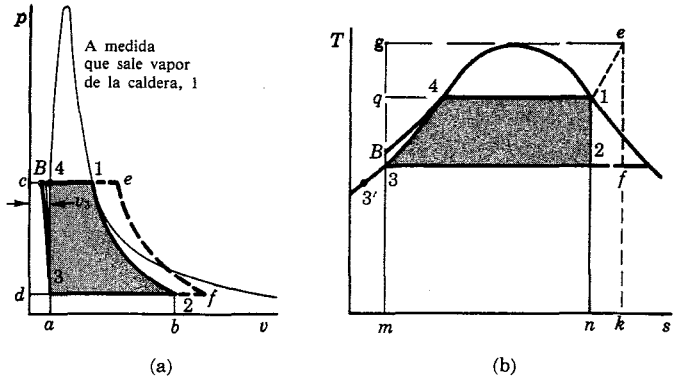



**Fig. 9/4.** *Ciclo de Rankine.* Los volúmenes de líquido en (a) y la elevación de temperatura 3-*B* en (b) se han exagerado; el estado 1, o *e*, es el estado de las sustancia de trabajo cuando deja la fuente de calor. Los ciclos de Carnot equivalentes para los estados 1 y *e* son 3-*q*-1-2 y 3-*gef*, respectivamente. Por lo común, el líquido que sale del condensador es subenfriado unos cuantos grados hasta algún estado 3; el efecto del subenfriamiento es despreciable, pero la entalpia a la entrada de la bomba corresponde a la temperatura real.

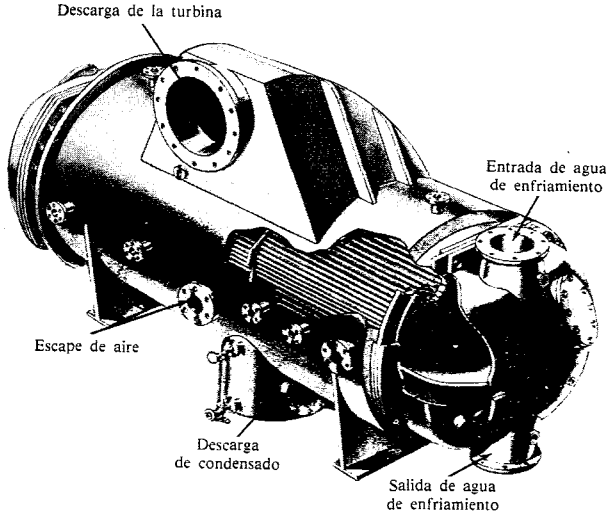



**Fig. 9/5.** *Condensador del tipo de superficie.* Unidad de dos pasos. Las placas de metal perforadas, llamadas *portatubos*, situadas a uno y otro extremos, de los tubos, proporcionan apoyo y mantienen la separación entre el agua de enfriamiento y el vapor que se condensa. (*Cortesía de Foster Wheeler Corp., Nueva York, N. Y.*)

y $Q_R = h_3 - h_2$. Del diagrama de energía de la bomba, figura 9/7, con $Q_p = 0$, $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$, el trabajo de bombeo es $W_p = -\Delta h = h_3 - h_B$. Utilizando el valor anterior de $h_B$ —que es la entalpia del agua que entra a la caldera— en la ecuación **(a)**, se obtiene

$$W_{\text{neto}} = h_1 - h_2 + W_p \qquad \text{[CICLO DE RANKINE]} \tag{9-1}$$

[$h_1$ = ENTALPIA EN EL GENERADOR]

donde $W_p$ es un número negativo, obtenido de acuerdo con las secciones 3.11 y 4.19, por ejemplo, $W_p \approx v_{f\,3}(p_3 - p_B)$. En una máquina ideal durante una expansión isentrópica 1-2, figura 9/7, el trabajo total de salida es

$$W_t = W_{\text{sal.}} = h_1 - h_2 \qquad \text{[MAQUINA RANKINE]} \tag{9-2}$$

[$h_1$ = ENTALPIA A LA ENTRADA DE LA TURBINA]

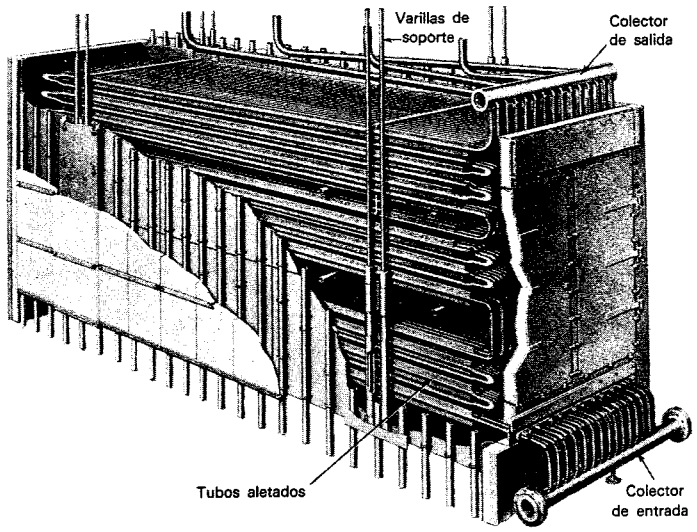



**Fig. 9/6.** *Economizador con tubos aletados.* Observe las aletas longitudinales en los tubos, que incrementan la superficie de transmisión de calor. La mayor superficie activa en algunos cambiadores de calor se obtiene también por aletas circulares. Ver la figura 7/9. (*Cortesía de Combustión Engineering Co., Nueva York, N.Y.*)

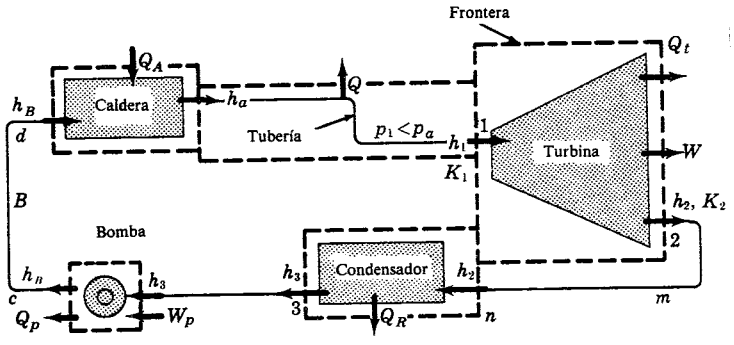
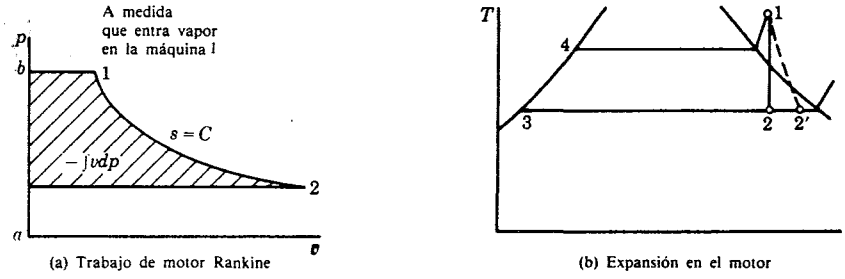



**Fig. 9/7.** *Diagramas de energía para una planta de vapor.* Las pérdidas por radiación $Q$, $Q_t$ y $Q_p$ son pequeñas. La pérdida en la turbina se muestra como $-Q_t$, de modo que este calor se considera ahora algebraicamente en el sentido definido. La línea *mn* no representa realmente una tubería, ya que el condensador está unido directamente a la turbina, figura 9/19.

Observe que la ecuación (9-1) para el sistema de $H_2O$ está en la forma $W_{neto} = \oint dW = W_{sal.} - |W_{entr.}|$, generalmente es el modo más conveniente de obtener el trabajo neto de los ciclos de vapor. Las actividades de la máquina se muestran en la figura 9/8 (a), donde las áreas bajo *b*-1 y 2-*a* representan trabajo de flujo que atraviesa las fronteras de un motor con flujo constante, incluido desde luego en los términos de entalpia de la ecuación (9-2). En el plano *Ts*, la única actividad de la máquina es la expansión 1-2, figura 9/8 (b).




(a) Trabajo de motor Rankine (b) Expansión en el motor

**Fig. 9/8.** *Máquina de Rankine.* En (a) se tiene el área 1-2-*ab* = $p_1v_1 + (u_1 - u_2) - p_2v_2 = h_1 - h_2$; el estado 1 corresponde a la entrada de la máquina motriz Rankine. En una máquina de flujo constante $p_1v_1$ y $p_2v_2$ representan energía de flujo que cruza las fronteras 1 y 2.

Cuando la máxima presión en el sistema no es muy alta, por ejemplo, menor de 28 kgf/cm$^2$ abs. (400 psia), dependiendo de la exactitud deseada por el ingeniero, la cantidad de trabajo de bombeo $W_p$ puede considerarse despreciable en comparación con los trabajos de máquina y de ciclo.

Tratándose de la turbina real, en la que se tiene un fluido compresible como operante, puede afirmarse que $\Delta P$ es siempre despreciable. Si $\Delta K$ y el calor $Q_t$ (pérdida de calor en la carcasa de la turbina) no son despreciables, el trabajo en una máquina de flujo constante está dado entonces por

$$W' = h_1 - h_{2'} + K_1 - K_{2'} + Q_t = h_{01} - h_{02'} + Q_t \tag{9-3}$$

donde $h_{01}$, $h_{02'}$ son entalpias de estagnación, $K = \mathscr{v}^2/(2\mathbf{k}J)$ y $s_{2'} > s_1$, figura 9/8 (b). Se recuerda que la eficiencia de la turbina $\eta_t = W'/W$, ecuación (7-31); vea en la sección §7.31 otras eficiencias de máquina. Vea también en el Apéndice A la eficiencia mecánica, la eficiencia del generador, el trabajo efectivo y el trabajo combinado. El rendimiento de la bomba, §4.19, se utiliza para calcular el trabajo real de bombeo sobre el fluido

$$W_p' = \frac{W_p}{\eta_p} \quad \text{donde} \quad |W_p| \approx v_{f3}(p_B - p_3) \tag{b}$$

es un número positivo y los subíndices se refieren a la fig. 9/4.

## 9.4 EFICIENCIAS DE CICLO RANKINE—CONSUMOS ESPECIFICOS DE VAPOR

La eficiencia de un ciclo cualquiera es $W_{net}/Q_A$. En el caso del ciclo de Rankine,

$$e = \frac{W_{net}}{Q_A} = \frac{h_1 - h_2 - |W_p|}{h_1 - h_3 - |W_p|} \qquad \text{[CICLO RANKINE]} \tag{9-4}$$

La eficiencia térmica de las máquinas es $W/E_c$, donde $W$ es el trabajo de la máquina motriz, y $E_c$ es la energía asignable (o "cargable") al motor. Esta clase de energía depende en gran parte de lo que se acostumbre considerar, existiendo siempre una base lógica. Por ejemplo, al motor Rankine (turbina) se le carga la entalpia de entrada, pero se le "bonifica" la entalpia del *líquido* saturado a la temperatura del condensador. En consecuencia, $E_c = h_1 - h_{f2}$ [siendo $h_{f2} = h_3$, figura 9/8 (b)]:

$$e = \frac{W_{sal}}{E_c} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{f2}} \qquad \text{[MAQUINA RANKINE]} \tag{9-5}$$

El ***consumo específico de vapor*** (c.e.v.) $\omega$ de una máquina o una planta de potencia es la masa de vapor utilizada para realizar una unidad de trabajo, siendo por lo general esta última el cv·h, el hp·h o el kW·h. El ***consumo específico de calor*** (c.e.c.) de una máquina o una planta de potencia es la energía térmica cargable o asignable por unidad de trabajo. En el caso de la máquina de Rankine el consumo específico de calor es $\omega(h_1 - h_{f2})$, donde $h_1$ es la entalpia a la entrada de la máquina. Si $\omega$ se expresa en kg/cv·h, entonces el c.e.c. está en kcal/cv·h. Observe que para $\omega$ kg/cv·h y 632 kcal/cv·h, el trabajo es $W = 632/\omega$. El consumo específico de vapor (de agua u otro fluido) $\omega$ puede expresarse como $\omega_e$ (consumo efectivo) cuando el trabajo se mide en el eje de salida de la máquina, o bien, como $\omega_k$ (consumo combinado) si el trabajo se considera a la salida de la combinación de turbina y generador eléctrico. En el caso de máquinas de movimiento alternativo se tendría $\omega_i$ cuando el trabajo fuera el indicado (en el cilindro del motor). Considere que $\omega$ sin subíndice representa el consumo de vapor para el caso ideal. Los siguientes ejemplos dan el modelo a partir del cual se puede escribir la expresión correspondiente, no importa donde se mida el trabajo.

$$e = \frac{W}{E_c} = \frac{632}{\omega(h_1 - h_{f2})} \qquad \text{c.e.c.} = \omega\,(h_1 - h_{f2}) = \frac{632}{e} \tag{9-6a}$$

$$e = \frac{W}{E_c} = \frac{2\,544}{\omega\,(h_1 - h_{f2})} \qquad \omega\,(h_1 - h_{f2}) = \frac{2\,544}{e} \tag{9-6b}$$

$$e_k = \frac{W_k}{E_c} = \frac{3\,412}{\omega_k\,(h_1 - h_{f2})} \qquad \omega_k\,(h_1 - h_{f2}) = \frac{3\,412}{e_k} \tag{9-7}$$

donde $\omega_k(h_1 - h_{f2})$ es el *consumo específico combinado de calor*, que se expresa, por ejemplo, en kg/kW·h. Dada una turbina real de flujo constante, el motor Rankine ideal correspondiente es una máquina en la que: 1) la presión y la calidad (o el sobrecalentamiento) al principio de la expansión en la máquina (estado 1) son las mismas que a la entrada del motor real, y 2) la presión al final de la expansión isentrópica es la misma que la presión real de salida. Debido a esto, $h_1$ y $h_{f2}$ en las ecuaciones (9-6) y (9-7) son las mismas que en los ciclos ideal y real —pero no hay que deducir conclusiones generales porque esto no siempre es cierto.

## 9.5 Ejemplo—Máquina Rankine

Una turbina recibe vapor a 100 bar, 600°C y lo descarga a 2 bar, de donde se toma para calentamiento de proceso; $\Delta P$ y $\Delta K$ son despreciables. (a) En el caso de la máquina Rankine ideal, determinar el trabajo $W$, el consumo específico de vapor $\omega$, la eficiencia térmica $e$, y la presión media efectiva

$p_m$. (b) Tratándose de la máquina real, la eficiencia al freno es $\eta_b = 84\%$, la eficiencia del generador impulsado es de 93%, y la potencia nominal de esta máquina vale 30 MW. Determinar la entalpia $h_{2'}$ y la calidad (o el sobrecalentamiento) en el vapor de escape. Calcular el trabajo combinado $W_K$, el consumo específico combinado de vapor $\omega_K$ y el flujo total en la entrada de la turbina para la potencia nominal. (c) Determinar también la irreversibilidad y el cambio de disponibilidad termodinámica del proceso real de expansión para una temperatura de sumidero $t_0 = 27°C$.

**Solución.** De la sección B 16 (Diagrama de Mollier SI), se obtienen las siguientes propiedades:

| | | |
|---|---|---|
| $p_1 = 100$ bar | $p_2 = 2$ bar | $h_{f2} = 505$ kJ/kg (tomado de la tabla SI) |
| $t_1 = 600°C$ | $t_2 = 120.2°C$ | |
| $h_1 = 3\,621$ kJ/kg | $h_2 = 2\,620$ kJ/kg | |
| $s_1 = 6.901$ kJ/kg·K | $s_2 = 6.901$ kJ/kg·K | |
| $v_1 = 0.03837$ m³/kg | $v_2 = 0.83$ m³/kg | |

En el caso de expansión isentrópica, figura 9/8, se obtiene

**(a)** $$W = h_1 - h_2 = 3\,621 - 2\,620 = 1\,001 \text{ kJ/kg}$$

**(b)** $$\omega = \frac{3\,600}{W} = \frac{3\,600 \text{ kJ/kW·h}}{1\,001 \text{ kJ/kg}} = 3.60 \frac{\text{kg}}{\text{kW·h}}$$

**(c)** $$e = \frac{W}{E_c} = \frac{W}{h_1 - h_{f2}} = \frac{1\,001}{3\,621 - 505} = \frac{1\,001}{3\,116} = 32.1\%$$

donde $h_{f2}$ es la entalpia de líquido a la presión de descarga

**(d)** $$p_m = \frac{W}{V_D} = \frac{W}{v_2} = \frac{1\,001 \text{ kJ/kg}}{0.83 \text{ m}^3\text{/kg}} = 1\,206 \text{ kPa}$$

Puesto que las pérdidas mecánicas en una turbina son relativamente pequeñas, el trabajo de fluido no es muy diferente del trabajo efectivo de salida. En esta etapa de nuestro estudio, supondremos que estos trabajos son iguales en el caso de una turbina a menos que se especifique otra cosa: $W_B \approx W'$. Utilizando esta hipótesis y el diagrama de energía de la figura 9/9 se tiene

**(e)** $$W' \approx W'_B = \eta_b W = (0.84)(1\,001) = 840.8 \text{ kJ/kg}$$

**(f)** $$h_{2'} = h_1 - W' = 3\,621 - 840.8 = 2\,780.2 \text{ kJ/kg}$$

En la sección B 16, lea $t_{2'} = 155°C$ (vapor sobrecalentado).

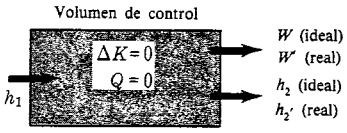



**Fig. 9/9.** *Entalpia en el escape.* En el caso de flujo constante no existe cambio en el tiempo en la energía almacenada dentro del volumen de control. Implícitamente, $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$, $Q = 0$.

El trabajo de salida del generador eléctrico es

**(g)** $$W_K = \eta_g W_B = (0.93)(840.8) = 782 \text{ kJ/kg}$$

El consumo específico de calor resulta

$$\textbf{(h)} \qquad \omega_K(h_1 - h_{f2}) = \frac{3\,600}{782}(3\,621 - 505) = 14\,345 \text{ kJ/kW·h}$$

El flujo total de vapor para 30 MW —o bien, 30 000 kW— es igual al valor anterior multiplicado por el flujo por unidad de potencia, o sea,

$$\textbf{(i)} \qquad \dot{m} = (30\,000)(\omega_K) = (30\,000)\left(\frac{3\,600}{782}\right) = 138\,107 \text{ kg/h}$$

(c) De las ecuaciones (5-11) y (5-9) se obtiene

$$\textbf{(j)} \qquad I = T_0(S_{2'} - S_1) = (300)(7.310 - 6.901) = 122.7 \text{ kJ/kg}$$

$$\textbf{(k)} \qquad \Delta\mathscr{A}_f = h_{2'} - h_1 - T_0(S_{2'} - S_1) = 2\,780.2 - 3\,621 - 122.7 = -963.5 \text{ kJ/kg}$$

que es la disminución de la disponibilidad termodinámica del vapor durante la expansión a partir de la cual $W' = 840.8$ kJ fue entregado como trabajo.

## 9.6 MEJORAMIENTO DE LA EFICIENCIA TERMICA DEL MOTOR RANKINE

Una razón de la importancia de los ciclos ideales es que cuando ciertos cambios efectúan un incremento en la eficiencia del ciclo ideal, variaciones análogas en el ciclo real elevan la eficiencia térmica real. Los siguientes cambios tienden a incrementar la eficiencia Rankine.

1. *Si la temperatura del condensador disminuye*, el calor cedido será menor, el trabajo será mayor y, por consiguiente, la eficiencia se incrementará. Sin embargo, la naturaleza define precisamente el límite de mejoramiento por el valor de la temperatura de sumidero disponible. Efectivamente, esta temperatura es algo superior (por ejemplo en 20°) que el agua para condensación proveniente de ríos, lagos, etc. Los mejores condensadores están tan bien diseñados que ningún mejoramiento sustancial es probable en este punto, pero se realizan continuamente esfuerzos en la mejora de la eficiencia, debido a que en plantas muy grandes un pequeño mejoramiento implica un ahorro significativo en dinero. Las plantas condensativas comúnmente operan más eficazmente en invierno que en verano debido a la más baja temperatura del agua de enfriamiento en invierno.
2. Hasta una presión de 175 kgf/cm$^2$ abs. (2 500 psia)[9.5] la eficiencia Rankine aumenta en el caso de vapor saturado de salida, lo que explica en parte el empleo creciente de presiones cada vez más altas.
3. El mejoramiento logrado por el empleo de vapor sobrecalentado acentúa la mejora en la eficiencia térmica *real*. Las partículas de líquido tienen una velocidad menor que las de vapor, por lo que al quedar en el camino de éste, crean alto grado de perturbación y entropía, y reducen así la eficiencia. Quizá de mayor significación económica es el efecto erosivo sobre los álabes o aspas de la turbina, de estas gotas de líquido a alta velocidad, lo que hace necesario la reposición periódica de aquéllos cuando la humedad es excesiva. Observe en la figura 9/10 que cuanto más grande

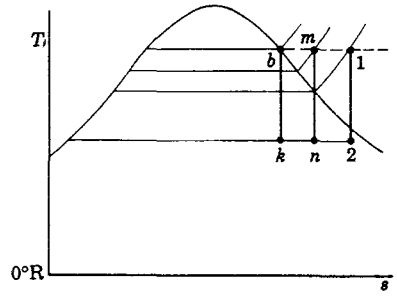



**Fig. 9/10.** *Efecto de la presión sobre el estado a la salida de la máquina Rankine.*

sea la presión en el caso de una temperatura inicial particular y una curva de vapor saturado con pendiente negativa, tanto más húmedo será el vapor en la descarga, o sea, del punto *k* al *n* y al 2. En consecuencia, cuanto mayor sea la presión en el estado 1, tanto más deseable es una más elevada temperatura en 1. (En los reactores nucleares de agua hirviente —BWR, de *boiling water reactor*— la turbina recibe típicamente vapor saturado. A fin de mantener bajo el contenido de líquido, por medios mecánicos se elimina la porción líquida durante la expansion. También, el vapor de alta presión del reactor se puede utilizar para sobrecalentar el vapor que entra a las etapas de baja presión. Vea la figura p/12 del Prólogo.)

## 9.7 REGENERACION

En el ciclo de Rankine, el líquido frío irrumpe en el fluido caliente de la caldera, en la que se mezclan irreversiblemente. Si se pudiera inventar algún modo por el cual el líquido pudiera ser calentado hasta la temperatura de la caldera mediante un intercambio reversible de calor dentro del sistema, como en el ciclo de Stirling (§8.11), esa mezcla irreversible podría ser evitada, y el ciclo ideal resultante podría tener una eficiencia tan alta como la del ciclo de Carnot.

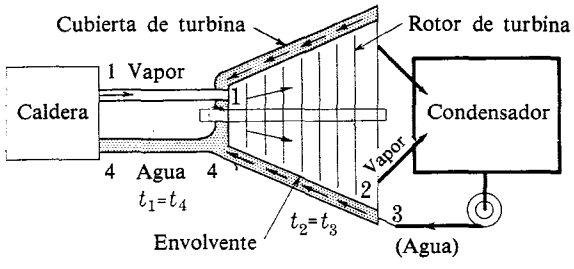



**Fig. 9/11.** *Esquema del ciclo regenerativo con vapor de agua.* La sustancia de trabajo es el sistema.

Un ciclo reversible hipotético se muestra esquemáticamente en la figura 9/11, en la cual se indica el rotor de la turbina circundado por un envolvente hueco. Consideremos que el vapor al principio de la expansión está saturado (estado 1, fig. 9/12). El agua de alimentación que proviene del condensador ha de ser bombeada para que pase por el interior de la envolvente de la turbina, figura 9/11, y regrese a la caldera. El condensado entra a dicho envolvente en el estado 3, figura 9/12. En el interior de dicha cubierta está el vapor justamente a punto de ser descargado en el estado 2. Ahora bien, a medida que el condensador o el agua de alimentación avanza hasta el extremo de alta presión de la turbina, absorbe calor del vapor situado al otro lado a través de una superficie perfectamente termoconductora. Considerando el recorrido de una porción específica de agua, imaginaremos que dicha porción absorbe calor de manera que está siempre a la misma temperatura que el vapor situado frente a ella al otro lado de la envolvente, que es la forma reversible de transmisión de calor. Por consiguiente, 1 kg de líquido se calentará gradualmente según 3-4, y al mismo tiempo, 1 kg de vapor en la turbina perderá poco a poco una cantidad similar de calor durante la expansión 1-2, lo cual es un intercambio de calor dentro del sistema, o sea un *calentamiento regenerativo*. El líquido entra ahora a la caldera en el estado 4 de saturación. Puesto que el calor cedido según 1-2 (área 1-*ba*-2) es numéricamente igual al calor suministrado según 3-4 (área *m*-3-4-*n*), se cancelan en $\oint dQ$ y el trabajo neto es

**(a)** $$W_{\text{neto}} = \oint dQ = T_1(s_1 - s_4) - T_2(s_2 - s_3)$$

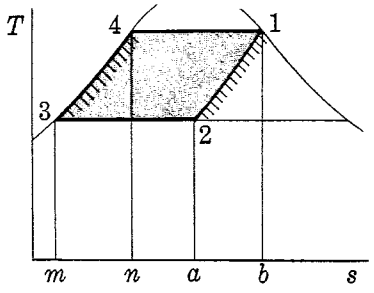



**Fig. 9/12.** *Calentamiento regenerativo perfecto.* Se omiten los efectos de trabajo de bombeo.

El calor proveniente de una *fuente externa* es $Q_A = T_1(s_1 - s_4)$. Puesto que $s_2 - s_3$ es igual a $s_1 - s_4$ (las curvas 1-2 y 4-3 son paralelas), la eficiencia es la misma que para el ciclo de Carnot,

**(b)**
$$e = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

La lección que da el ciclo de Carnot (vea el capítulo 8) es que para alcanzar la mayor eficiencia el calor debe ser suministrado a la temperatura más alta. Si no es posible transmitir todo el calor a dicha temperatura, cualquier cosa que incremente la temperatura media a la cual el sistema recibe calor producirá un mejoramiento de la eficiencia. Esto es lo que efectúa el calentamiento regenerativo (o regeneración) real en el agua de alimentación: aumenta la temperatura media a la cual se recibe calor de una fuente externa.

## 9.8 CICLO REGENERATIVO

Aún si el ciclo regenerativo anterior se pudiera realizar prácticamente, es improbable que sería utilizado debido a la baja calidad del vapor durante las últimas etapas de la expansión cerca del punto 2, figura 9/12. Un efecto similar de regeneración se puede obtener extrayendo pequeñas cantidades de vapor en diversos puntos durante la expansión, empleando tan plenamente como sea posible la energía del ***vapor de extracción*** en vez de absorber de ***todo*** el vapor la energía necesaria. En esta forma la porción principal del vapor, la parte que continúa expandiéndose y efectuando trabajo, no está sujeta a condensación excesiva. Haremos uso de un ciclo regenerativo con vapor de agua, representado esquemáticamente en la figura 9/13, con tres puntos de extracción y tres calentadores del tipo abierto

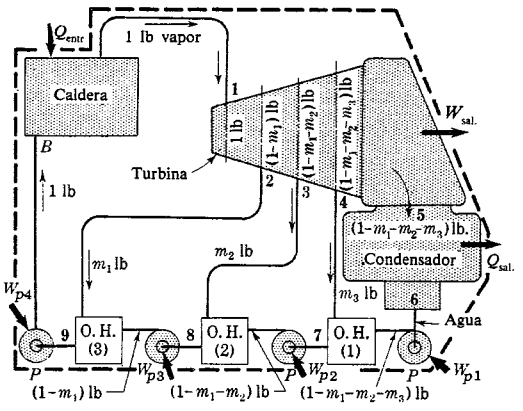



**Fig. 9/13.** *Disposición esquemática para calentamiento por regeneración.* Un calentador regenerativo (o regenerador) de tipo abierto (O.H.) es aquel en que el vapor y el líquido están en contacto directo.

como ejemplo; tal ciclo se indica en el plano *Ts* en la figura 9/14. La meta del lector debe ser adquirir de los siguientes ejemplos la comprensión necesaria para los análisis independientes de diferentes disposiciones.

Las operaciones son de la siguiente manera: con base en una unidad de masa de vapor que llega a la entrada de la turbina desde el generador de vapor, sin pérdidas, estado 1. Después de una expansión del vapor hasta el estado 2, una cantidad $m_1$ (una parte fraccional de, por ejemplo, 1 kg) se extrae para el primer calentador del agua de alimentación. El resto del vapor $(1 - m_1)$ (kg) continúa expandiéndose en la turbina hasta el estado 3, donde otra cantidad de vapor $m_2$ (kg) se retira también para calentamiento de agua de alimentación. El resto $(1 - m_1 - m_2)$ kg continúa la expansión. En el estado 4, $m_3$ kg se extraen para calentamiento regenerativo, de modo que quedan en la turbina $(1 - m_1 - m_2 - m_3)$ kg, que se expanden posteriormente y pasan al condensador. Esta masa de vapor se condensa y el condensado es introducido por bombeo al calentador (1), 6 a $B_6$, donde se calienta desde $B_6$ hasta 7, figura 9/14, mezclándose (en un calentador de tipo abierto) con los $m_3$ kg de vapor extraídos para el objeto y condensados desde 4 hasta 7; por consiguiente, la cantidad de agua bombeada de 7 a $B_7$, al calentador (2), es $(1 - m_1 - m_2)$ kg. En (2) esta agua se calienta desde la condición $B_7$ hasta la condición 8, figura 9/14, por la condensación de $m_2$ kg desde 3 hasta 8. Del calentador (2) salen $(1 - m_1)$ kg de agua, la cual es bombeada de 8 a $B_8$ y calentada desde $B_8$ hasta 9, figura 9/14, por la condensación de $m_1$ kg desde 2 hasta 9 en el calentador (3). La masa de 1 kg de agua que sale de (3) se bombea, de 9 a $B_9$, a la caldera.

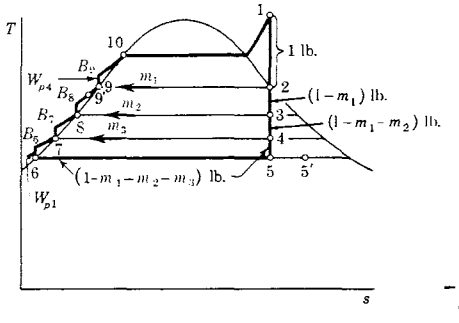



**Fig. 9/14.** *Ciclo regenerativo.* Las curvas de líquido y vapor saturado se trazan para una unidad de masa. Para considerar el vapor extraído, estas curvas se desplazarán en una cantidad proporcional a la fracción de masa que se extrae. Puesto que la adición de estos detalles generalmente confunde más que aclara, se adopta el simple método de indicar en el diagrama la masa considerada. Se deduce que, como se representa, el área incluida en el plano *Ts no* representa el trabajo del ciclo. Se tiene que $s_1 = s_2 = s_3 = s_4 = s_5$ (por unidad de masa).

El primer paso es realizar un balance de energía para cada calentador, idealmente con una superficie adiabática de control. La energía cedida por el vapor en la turbina es igual al aumento en la energía del agua de alimentación que entra al calentador, todo a presión constante y/o flujo estable. Exprese la pérdida de energía del vapor como una cifra positiva, sin poner atención a los trabajos de bombeo individuales para estos balances de energía:

Calor absorbido por el agua = calor proveniente del vapor

**(a)** Calentador (1): $(1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_7 - h_6) = m_3(h_4 - h_7)$

**(b)** Calentador (2): $(1 - m_1 - m_2)(h_8 - h_7) = m_2(h_3 - h_8)$

**(c)** Calentador (3): $(1 - m_1)(h_9 - h_8) = m_1(h_2 - h_9)$

donde a manera de explicación, $h_2 - h_9$ en la ecuación **(c)** es la energía cedida por la condensación de *1 unidad de masa* (1 kg) de vapor desde 2 hasta 9, y $m_1$ es la masa del vapor condensado: $h_9 - h_8 \approx h_9 - h_{B8} = h_9 - h_8 - W_{p3}$, el calor requerido para calentar 1 kg de agua

desde 8 hasta 9, y $(1 - m_1)$, la masa de agua implicada. Habiendo obtenido las diversas entalpias específicas en 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 y 9, podemos señalar las ecuaciones **(c)**, **(b)** y **(a)**, en este orden, para hallar $m_1$, $m_2$ y $m_3$.

Observemos que este ciclo regenerativo se puede considerar como una serie de ciclos de Rankine: 1-2-9-10, y 2-3-8-9, 3-4-7-8 y 4-5-6-7. Escriba la expresión para el trabajo total o *de máquina* para cada uno de estos ciclos imaginarios, pero anote que la masa de fluido que interviene en cada uno no es de una unidad de masa. Con las masas de la figura 9/14, se obtiene

**(d)** $$W_{\text{sal.}} = h_1 - h_2 + (1 - m_1)(h_2 - h_3) + (1 - m_1 - m_2)(h_3 - h_4) + (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_4 - h_5) \text{ kcal/kg (vapor de entrada en la turbina)}$$

en el caso de la máquina particular de la figura 9/13. El trabajo neto del sistema $H_2O$ será

**(e)** $$W_{\text{neto}} = \oint dW = W_{\text{sal.}} - |\Sigma W_p| \text{ kcal/kg (vapor de entrada)}$$

El calor suministrado de una *fuente externa* al ciclo ideal es $Q_A = h_1 - h_{B9}$, donde $h_{B9} = h_9 + W_{p4}$. Observe que $W_{p4}$ representa el trabajo de bombeo de la *última* bomba de agua de alimentación. Por consiguiente,

**(f)** $$Q_A = h_1 - h_9 - W_{p4} \text{ kcal/kg}$$

La eficiencia térmica del ciclo ideal es $e = W_{\text{neto}}/Q_A$.

El trabajo de bombeo total $\Sigma W_p$ se puede hallar de la siguiente ecuación **(g)** si se dispone de las propiedades de líquido comprimido a lo largo de una línea isentrópica:

**(g)** $$\Sigma W_p = (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_{B6} - h_6) + (1 - m_1 - m_2)(h_{B7} - h_7) + (1 - m_1)(h_{B8} - h_8) + h_{B9} - h_9 \text{ kcal/kg}$$

de vapor que llega a la entrada de la turbina. Los trabajos de bombeo individuales se pueden obtener aproximadamente por una compresión isométrica, como antes. Por ejemplo, el trabajo de bombeo desde $p_9$ hasta $p_1$ es $|W_{p4}| = h_{B9} - h_9 \approx v_{f9}(p_1 - p_9)/J$ kcal/kg. Además, el trabajo total de bombeo $\Sigma W_p$ es pequeño comparado con otras energías de importancia, una aproximación que generalmente es satisfactoria para bombear 1 kg de líquido saturado a volumen constante desde $p_6$ hasta $p_1$; en consecuencia,

**(h)** $$\Sigma W_p \approx \frac{v_{f6}(p_1 - p_6)}{J} \text{ kcal/kg}$$

Los ciclos regenerativos reales en uso tienen de una a nueve etapas de precalentamiento. El número de etapas utilizado resulta un asunto puramente económico. El empleo de una etapa produce un progreso notable en la eficiencia térmica, figura 9/15, y justificaría un gasto relativamente grande para la adquisición del equipo. El mejoramiento incremental debido a la adición de un segundo calentador no es tan grande como el debido al primero, y se obtienen mejoras decrecientes a medida que se van agregando calentadores adicionales. Cuatro etapas de calentamiento de agua de alimentación son convenientes para una presión de 42 kgf/cm$^2$ abs. (600 psia). El número económico de etapas se incrementa a medida que la presión y la temperatura iniciales aumentan también.

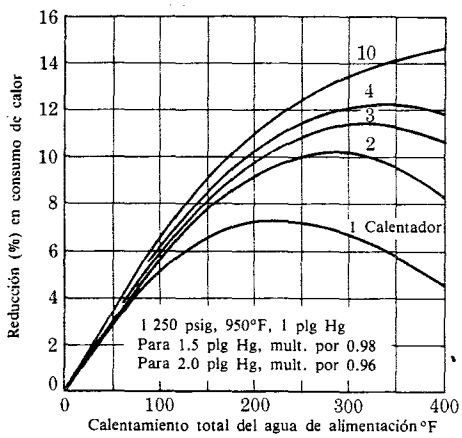



**Fig. 9/15.** *Economía en el consumo específico de calor mediante el calentamiento regenerativo.* Estas curvas son para las condiciones de operación mostradas. Indican que para un número particular de calentadores, la economía (o ahorro) es máxima con una cierta elevación de temperatura del agua de alimentación; por ejemplo, cuatro calentadores dan un ahorro máximo aproximadamente de 12.3% en el ciclo Rankine correspondiente, cuando la temperatura del agua *aumenta* en 171°C (340°F).

### Ejemplo—Cálculo de la extracción de vapor

Hallar la cantidad de vapor extraído $m_1$ necesaria para el calentador (3), figuras 9/13 y 9/14, suponiendo los siguientes estados y propiedades: 1 kg de vapor entra a la turbina a $p_1 = 50$ bar, $t_1 = 500°C$; la expansión ($s = c$) ocurre a 20 bar, en cuyo punto $m_1$ kg de vapor se extraen para el calentador. También entra al calentador el líquido $(1 - m_1)$ con una entalpia $h_f = 640$ kJ/kg; la masa de 1 kg sale del calentador saturada a 20 bar ($h_f = 909$ kJ/kg).

**Solución.** De la sección B 16 (SI) se obtienen estos valores de propiedades:

$$h_1 = 3\,433 \text{ kJ/kg} \qquad s_1 = s_2 = 6.97 \text{ kJ/kg K}$$

$$h_2 = 3\,148 \text{ kJ/kg}$$

De la ecuación **(c)**, §9.8,

$$(1 - m_1)(h_9 - h_8) = m_1(h_2 - h_9)$$

o bien,

**(i)**
$$m_1 = \frac{h_9 - h_8}{h_2 - h_8} = \frac{909 - 640}{3\,148 - 640} = 0.1073 \text{ kg}$$

Los dos calentadores restantes se manejarían en forma semejante si se conocieran los datos suficientes.

## 9.9 LA MAQUINA MOTRIZ REGENERATIVA

Se considera a menudo una máquina ideal que corresponda a una cierta máquina real. En el motor ideal las presiones en la entrada, en los diversos puntos de extracción, y en la salida, son las mismas que las del motor real; asimismo, la temperatura (o la calidad del vapor) en la entrada de las máquinas ideal y real es la misma. Estas condiciones, junto con la expansión isentrópica, definen el motor ideal. En el caso de tres etapas de calentamiento regenerativo, el trabajo del motor está dado por la ecuación **(d)** §9.8, en la que los subíndices corresponden a la figura 9/16. Para obtener la eficiencia térmica del motor, se carga a la máquina la energía $E_c = h_1 - h_9$, donde se observa que *lo acreditable (o descontable) es la entalpia de líquido saturado $h_9$ que sale del último calentador de agua de alimentación,* siempre que el vapor extraído se utilice sólo para calentamiento del agua. Los porcentajes

calculados de extracción en la *máquina* ideal ($m_1$, $m_2$ y $m_3$) se hallan a partir de los balances de energía para el *ciclo* ideal correspondiente.

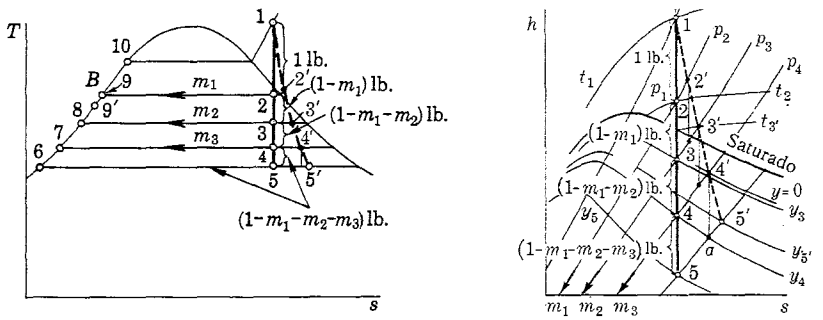



**Fig. 9/16.** *Máquina motriz operada con regeneración.* El estado 1 representa la condición real en la entrada. La expansión real se realiza con entropía creciente (curva punteada) y se denomina *curva de condición* si 2′ y 2 corresponden a una etapa o a un grupo de etapas en una turbina; la diferencia en entalpia de estagnación $h_{2'} > h_2$ se llama *recalentamiento* en este contexto (no implica transmisión de calor); $h_{2'} > h_2$ debido a la fricción, no hay calor transmitido si prevalecen las condiciones adiabáticas, y $h_{2'} > h_2$ (para $\Delta K = 0$) porque la energía real convertida en trabajo es menor que la correspondiente a la expansión con $s = C$.

En el *motor real* no se extraen las cantidades ideales de vapor calculadas antes. La temperatura real del agua que sale de los calentadores es inferior a la temperatura del vapor empleado para el calentamiento. Por consiguiente, la temperatura real del agua que sale del calentador final, figura 9/16, tiene un valor $t_{9'} < t_9$. De manera que la energía a cargar contra el motor real es $E'_c = h_1 - h_{9'}$, y así $e_k = W_K/E'_c = 3\,412/[\omega_K(h_1 - h_{9'})]$. El *consumo específico de calor* es $\omega_k(h_1 - h_{9'})$ en Btu/kW·h. En el caso de un generador eléctrico acoplado o conectado directamente, $W_B/W_K = \eta_g$ es la *eficiencia del generador*, la cual en el caso de grandes generadores puede ser del orden del 97%. Las pérdidas mecánicas en la turbina son tan pequeñas que el trabajo del fluido no es muy diferente del trabajo efectivo o al freno; $W' \approx W_B$, lo que es una primera aproximación apropiada.

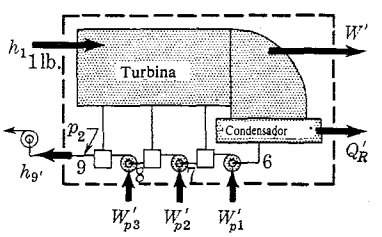



**Fig. 9/17.** *Diagrama de energía para determinar* $Q'_R$ y $h_{5'}$, figura 9/12.

Puesto que se pueden ubicar fronteras en cualquier sitio deseado, considere que las establecidas son como se indica en la figura 9/17, con puntos de estado definidos en la figura 9/16. Si se conocen las cantidades reales de vapor extraído, siendo la extracción total $\Sigma m'$, el calor real cedido en el condensador es

**(a)** $$Q'_R = (1 - \Sigma m')(h_{5'} - h_6)$$

para 1 kg de vapor de entrada. Esto se extrapola fácilmente para cualquier número de extracciones. El trabajo real de bombeo dentro de los límites de la figura 9/17 es $W'_{p1} + W'_{p2} + W'_{p3} = \Sigma W'_p$ (donde la suma comprende todas las bombas *excepto la última*), y se determina o se estima por los métodos previamente explicados. Si el objetivo del balance de energía es estimar la condición real del vapor de descarga (por ejemplo, para diseñar un condensador), se formula el balance de energía y se despeja $h_{5'}$.

## 9.10 RECALENTAMIENTO

La mejora en la eficiencia térmica del motor Rankine por el uso de la expansión de vapor sobrecalentado (seco) se observa en la sección §9.6 (parte 3 en la lista). Desafortunadamente, la expansión completa en un motor Rankine desde la entrada hasta la salida (proceso *a-b-c*, fig. 9/18) normalmente no ocurre y el vapor permanece siempre seco; tarde o temprano el punto de estado debe cruzar a la región bifásica (húmeda) para aprovechar la baja presión de salida.

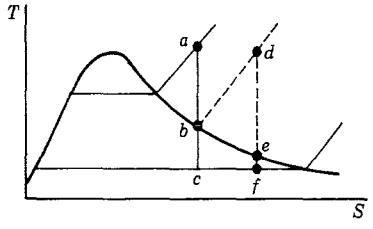



**Fig. 9/18.** *Efecto de recalentamiento.*

Si en el punto *b*, figura 9/18, se recalienta el vapor saturado (con frecuencia se dice más concretamente que se *resobrecalienta*) a su temperatura inicial de entrada, en vez de completar su expansión hasta el punto *c*, la expansión subsecuente *d-e-f* cruzará hasta la región húmeda en *e*. Un menor periodo de expansión resultará en la región bifásica *e-f*, en comparación con *b-c*, en la cual no se aprovecha el recalentamiento.

En las operaciones normales en una planta de energía, el vapor en expansión sale de la máquina cuando está aproximadamente a –4°C (25°F) de convertirse en vapor saturado. En seguida se le conduce a un recalentador ubicado en el área de la caldera; vea la figura 9/2. Ahí se le sobrecalienta de nuevo hasta una temperatura cercana a la inicial de entrada en la máquina, y finalmente se le conduce a ésta para su expansión subsecuente. Una regla empírica para un buen diseño, indica que debe mantenerse el límite de humedad del vapor en la descarga de la máquina en no más del 15% (de líquido); vea el punto *f*, figura 9/18.

Una ventaja adicional del recalentamiento está en la mayor energía que se obtiene a partir de cada unidad de masa de sustancia operante que pasa por la máquina. Debido a dicho efecto, cada unidad de masa de operante produce más trabajo por la adición de la energía de resobrecalentamiento.

## 9.11 CICLO Y MAQUINA CON RECALENTAMIENTO Y REGENERACION

Como se observó en la sección §9.6 a medida que la presión aumenta en el caso de una temperatura inicial particular, se incrementa también la cantidad de líquido en la descarga. Puesto que los materiales utilizados no deben ser sometidos a temperaturas que los debiliten indebidamente, un método empleado para abatir el nivel de humedad a la salida en plantas de alta presión, consiste en recalentar el vapor al límite práctico de temperatura

después de una expansión parcial. Esta idea, combinada con el calentamiento regenerativo para mejorar la eficiencia térmica, es práctica común en las grandes plantas de energía. Como ilustración hemos elegido un ciclo con regeneración en tres etapas en el que ocurre recalentamiento en el primer punto de extracción, figura 9/19; el diagrama *Ts* se ve en la figura 9/20. Los diversos puntos de las dos figuras tienen números correspondientes. Consideremos *1 kg de vapor de entrada* como la unidad básica. Puesto que $m_1$ kg de vapor van al calentador de agua de alimentación (3) en el sitio donde empieza el recalentamiento, la cantidad de vapor para el recalentador es $(1 - m_1)$ kg. Por el mismo razonamiento que antes, se obtiene

**(a)** $$W_{\text{sal.}} = h_1 - h_2 + (1 - m_1)(h_3 - h_4) + (1 - m_1 - m_2)(h_4 - h_5) + (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_5 - h_6) \text{ kcal/kg de vapor de entrada}$$

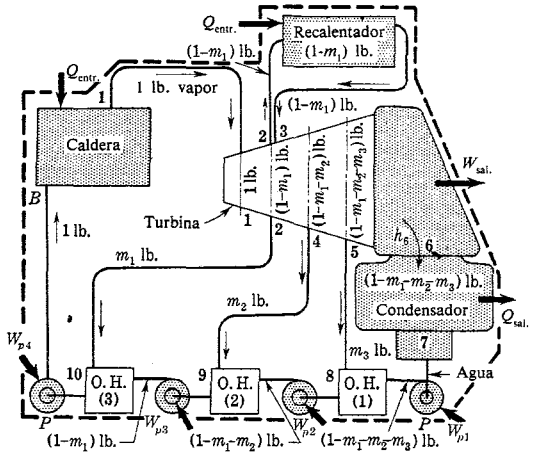



**Fig. 9/19.** *Disposición esquemática de una planta de vapor con recalentamiento y regeneración.* La sustancia operante es el sistema.

**(b)** $$W_{\text{neto}} = \oint dW = W_{\text{sal.}} - |\Sigma W_p|$$

El trabajo total de bombeo $\Sigma W_p$ está dado por la ecuación **(g)** de §9.8 en el caso del calentamiento en tres etapas, o bien, por una ecuación análoga para un diferente número de calentadores, pero vea también la ecuación **(h)**, §9.8. El calor tomado de una fuente exterior es

**(c)** $$Q_A = h_1 - h_{10} + (1 - m_1)(h_3 - h_2) - |W_{p4}| \text{ kcal/kg de vapor de entrada}$$

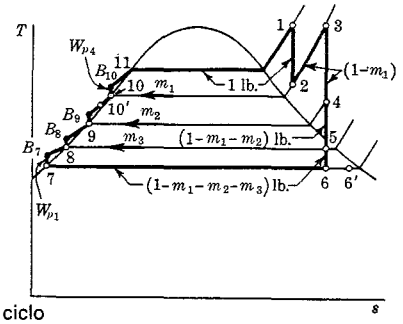



**Fig. 9/20.** *Ciclo de vapor con recalentamiento y regeneración.* En el ciclo ideal, los únicos intercambios de calor con el medio circundante ocurren en el generador de vapor, el recalentador y el condensador; $W_{\text{sal.}} - |W_p| = W_{\text{neto}} = Q_{\text{entr.}} - |Q_{\text{sal.}}| = \oint dQ$.

donde $h_{10} + W_{p4} = h_{B10}$ y el término $(1 - m_1)(h_3 - h_2)$ representa calor suministrado en el recalentador. La eficiencia térmica es $e = W_{neto}/Q_A$.
Los diagramas para los procesos de máquina correspondientes al ciclo anterior se muestran en la figura 9/22. La energía cargable a la máquina motriz es

**(d)** $$E_c = h_1 - h_{10} + (1 - m_1)(h_3 - h_2) \qquad \text{[MOTOR IDEAL]}$$

**(e)** $$E_c' = h_1 - h_{10'} + (1 - m_1')(h_3 - h_{2'}) \qquad \text{[MOTOR REAL]}$$

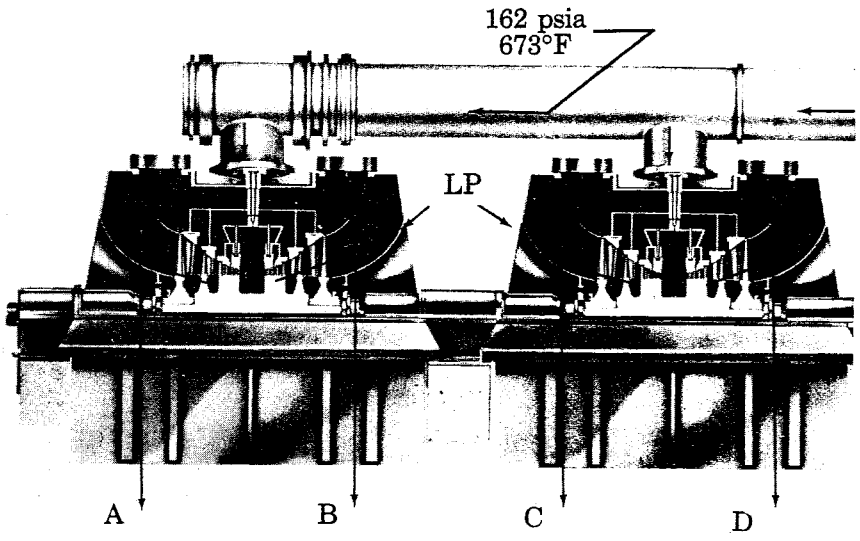
cada una en kcal/kg de vapor en la entrada, donde —en cualquier caso— 10, 10′ representan el líquido que sale del último calentador de agua de alimentación, y el segundo término es el calor agregado durante el sobrecalentamiento. Una turbina de gran tamaño para recalentamiento y regeneración se muestra en la figura 9/21.

Una consideración de ingeniería se refiere a las relaciones entre tamaño, presión inicial y eficiencia (o consumo específico de calor). En general, se dice que la eficiencia de la planta térmica de vapor aumenta al incrementarse la presión inicial (pero vea §9.6). Sin embargo, a medida que la presión se eleva, el volumen específico disminuye, con el resultado de que para una potencia particular (por ejemplo, en kW) el volumen en el flujo de vapor llega a ser demasiado pequeño para una eficiencia conveniente (las paletas o álabes de alta presión en la turbina serían tan pequeñas que el porcentaje de fugas sobre sus extremos llegaría a ser excesivo). En consecuencia, si han de ser utilizadas las presiones después de este punto, el tamaño debe aumentar, requiriendo así un mayor flujo total de vapor. Por ejemplo, la presión óptima para un turbogenerador de 100 MW (o sea, de 100 000 kW) es aproximadamente de 245 kgf/cm$^2$ abs. (3 500 psia) a la cual el consumo específico de calor es casi de 1 940 kcal/kW·h. Si opera esta misma unidad con vapor de 140 kgf/cm$^2$ abs. (2 000 psia), el consumo específico de calor se aproxima a 1 990 kcal/kW·h. En el caso de una unidad de 500 MW, la presión óptima es más o menos de 315 kgf/cm$^2$ abs. (4 500 psia), pero puesto que la curva es más bien plana en la vecindad del valor óptimo, el consumo específico sería poco diferente para una presión de 280 kgf/cm$^2$ abs. (4 000 psia). Observe que estas presiones son superiores a la presión crítica del $H_2O$, aproximadamente 225 kgf/cm$^2$ abs. (3 200 psia). Los siguientes datos son comunes a todas las anteriores cifras comparativas anteriores: temperatura inicial, 590°C (1 100°F); presión en el condensador, 38.1 mm Hg abs.; un solo recalentamiento a 565°C (1 050°F); 6 etapas de calentamiento regenerativo del agua de alimentación.

## 9.12 CALENTADORES DE TIPO CERRADO PARA AGUA DE ALIMENTACION

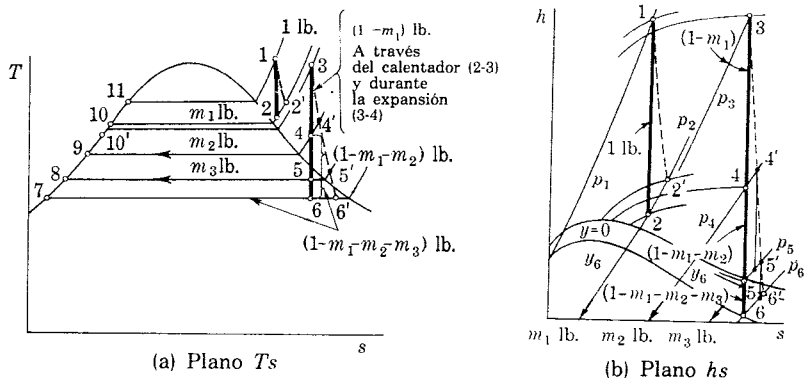
En el tipo cerrado del calentador, los fluidos caliente y frío no se mezclan como en el calentador de tipo abierto, sino que se mantienen separados. Una ventaja de los calentadores cerrados es que una sola bomba puede ser utilizada para dos o más calentadores. Los gases arrastrados o contenidos, especialmente el oxígeno y el nitrógeno, son nocivos para el acero. Puesto que el agua caliente puede "contener" menos gas que el agua fría, se emplean los calentadores desgasificadores (*desaeradores*) siendo posible utilizarlos en la sección de alta temperatura. Si la presión en el calentador es mayor que la atmósferica, el gas liberado se puede descargar al medio circundante.

La figura 9/23 ilustra cuatro etapas de calentamiento regenerativo del agua. Consideremos el calentador cerrado 1 (CH 1); $m_1$ kilogramos de vapor de extracción, a una presión inferior a la del agua en los tubos, llegan de la turbina y se condensan en el proceso de precalentamiento del agua. Una manera de aprovechar este condensado (que se llama *escurrimiento* o goteo) es utilizar una trampa.[9.6] y hacerlo pasar a una región de presión ba-




A, B, C, D: al condensador, 2.5 plg Hg.
Las extracciones Nos. 1, 2, 3, 4, no se indican

**Fig. 9/21.** *Turbina de vapor para una planta de alta potencia.* Disposición y diseño de una turbina para presión supercrítica en capacidad de 500 MW a 700MW, a 3 600 rpm; las flechas indican el flujo del vapor. Se compone de las secciones HP (de alta presión), IP (de presión intermedia) y dos LP (de baja presión), cada una con doble flujo, acopladas (o conectadas directamente mediante ejes colineales) al generador eléctrico; se tiene un paso de impulso para cada flujo, y todos los demás pasos son de reacción. Se tienen 7 extracciones para calentamiento regenerativo y una etapa de recalentamiento. Los valores indicados han sido redondeados pero son típicos para esta clase de turbina. Los puntos de extracción no indicados corresponden a: 68 psia (4.76 kgf/cm$^2$ abs.), 490°F (254°C); 38 psia (2.66 kgf/cm$^2$ abs.), 390°F (199°C); 20 psia (1.4 kgf/cm$^2$ abs.), 275°F (135°C); 6.9 psia (0.483 kgf/cm$^2$ abs.) con $h$ = 1 112 Btu/lb (617.7 kcal/kg). (Cortesía de Westinghouse Electric, Filadelfia.)




(a) Plano $Ts$ (b) Plano $hs$

**Fig. 9/22.** *Diagramas para una máquina con recalentamiento y regeneración.* Observe el efecto de la caída de presión en su paso por el recalentador.

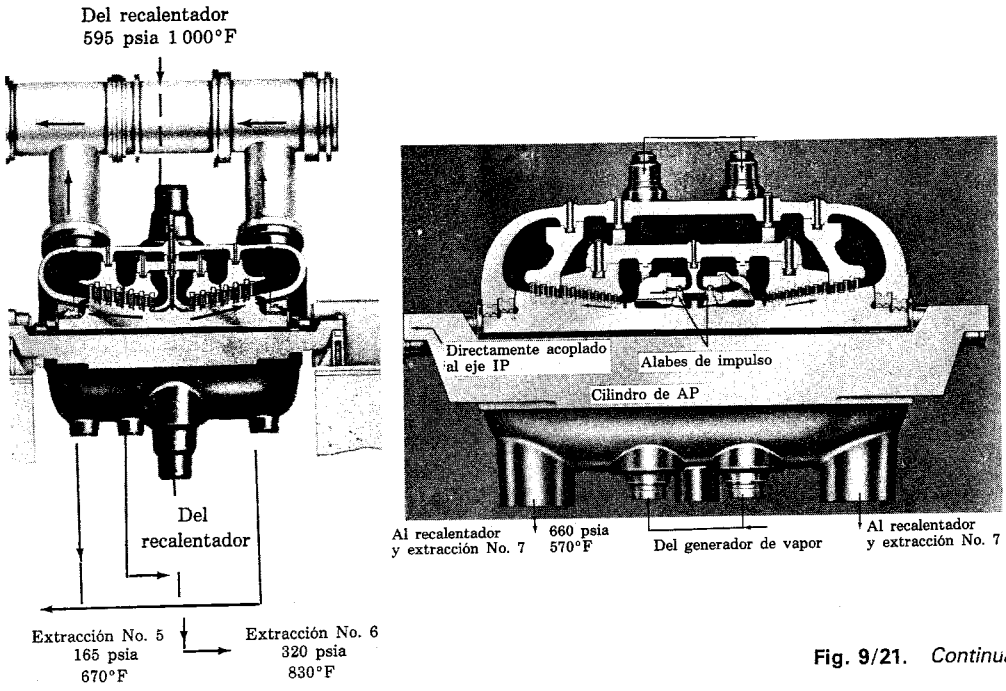



**Fig. 9/21.** *Continuación*

ja. Un segundo método de manejar el escurrimiento se muestra en CH 3; una bomba para este efecto (*C*) lo impulsa a la tubería principal de alimentación de la caldera. En este punto, en lugar de la bomba *C* otra trampa podría conducir el condensado hasta OH.

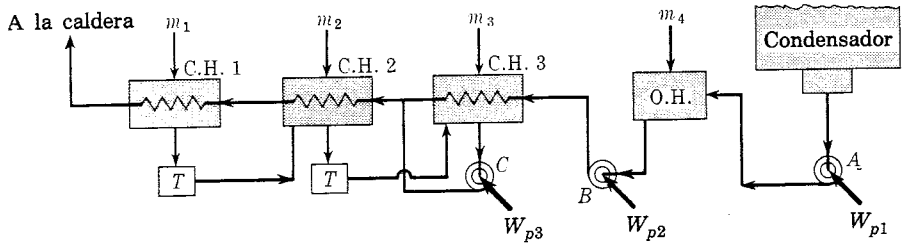



**Fig. 9/23.** *Calentadores de tipo cerrado.* (*C.H.*). Una trampa *T* es un dispositivo que automáticamente permite que el líquido acumulado pase desde una región de alta presión a una de baja presión. (O.H. = calentador de tipo abierto.)

## 9.13 CICLOS DE VAPOR BINARIOS

El lector habrá observado sin duda que a las temperaturas típicas de sumidero —por ejemplo, de aproximadamente 30°C (85°F)— es baja la presión de saturación del vapor; en los primeros días de la producción de energía en gran escala, el investigador alemán Josse sugirió el uso de un vapor distinto del vapor de agua para el intervalo de bajas temperaturas. Este investigador eligió el dióxido de azufre debido a que su presión de saturación a temperaturas típicas de sumidero —5 kgf/cm$^2$ abs. (71.2 psia) a 32°C (90°F)— no presenta ningún problema en el mantenimiento de vacío. Sin embargo, el adelanto en el diseño de condensadores ha eliminado la necesidad de esta complicación adicional.

En la parte superior del ciclo de vapor de agua, el mercurio ha sido utilizado para el intervalo de altas temperaturas. Esta opción se empleó porque a alta temperatura la presión de saturación del vapor es muy elevada y existiría gran dificultad en el control de fugas. Además, cuanto mayor es la presión, tanto menor es la entalpia de evaporación y tanto más pequeño será el porcentaje del calor suministrado a temperatura constante. Puesto que la presión de saturación del mercurio a, por ejemplo, 504°C (940°F) tiene un valor moderado de 8.75 kgf/cm$^2$ abs. (125 psia), figura 9/24, se necesitaría un metal relativamente de bajo costo para contener la sustancia de trabajo y, notablemente, una gran proporción del calor proveniente de una fuente externa sería recibida a la temperatura más alta. La ventaja termodinámica de este dispositivo es una de las consecuencias del ciclo de Carnot.

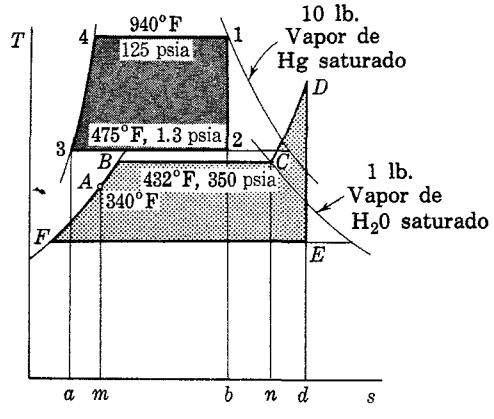



**Fig. 9/24.** *Ciclo de vapor binario.* Se omiten los trabajos de bombeo.

Algunas desventajas del mercurio como sustancia operante son: no moja la superficie metálica (lo cual reduce la transmisión de calor), su vapor es tóxico, no abunda y es costoso.

## 9.14 CICLO Y MAQUINA DE EXPANSION INCOMPLETA

James Watt* inventó y desarrolló las características principales de la máquina de vapor de cilindro y émbolo. Puesto que rara vez se expande el vapor hasta la presión de escape, un modelo más justo de comparación sería un motor ideal de expansión incompleta, sin espacio muerto, como se indica en la figura 9/25. Puesto que el área incluida 1-2-3-*ab* representa trabajo, el trabajo de motor es

**(a)** $$W = h_1 - h_2 + v_2(p_2 - p_3)$$

donde $h_1 - h_2$ esta indicada por el área *b*-1-2-*d*. Para calcular la eficiencia termodinámica, utili-

ce $E_c = h_1 - h_{f3}$, descontando la entalpia de líquido en la descarga $h_{f3}$;

**(b)**
$$e = \frac{W}{E_c} = \frac{h_1 - h_2 + v_2(p_2 - p_3)}{h_1 - h_{f3}}$$

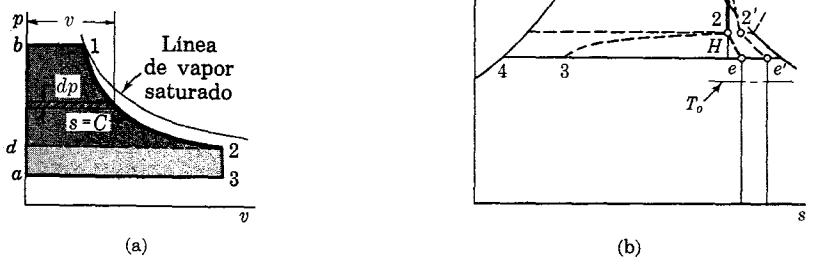



**Fig. 9/25.** *Máquina de expansión incompleta.* El diagrama (a) se puede considerar como el diagrama de indicador correspondiente a un motor embolar sin espacio muerto. Unicamente 1-2 es un proceso termodinámico en el que interviene masa constante. La admisión es *b*-1, donde 1 es el *punto de corte* o principio de la expansión 1-2. La válvula de escape se abre en 2, el *punto de escape*, y la presión cae instantáneamente hasta la presión de salida (idealmente); 3-*a* es el escape o expulsión. La expansión real se realizará con entropía creciente, por ejemplo, 1-2'-*e'* en (b).

La *presión media efectiva* en el motor con espacio muerto nulo de la figura 9/25 es $p_m = W/V_D$, donde $V_D = v_2$ para una unidad de masa admitida.

El trabajo neto del ciclo ideal, figura 9/26, es $W_{\text{neto}} = W - |W_p|$ como antes. Los motores de expansión incompleta casi siempre operan con presión inicial baja; si este es el caso, el trabajo de bombeo se considera despreciable en los cálculos ordinarios.

* James Watt (1736-1819), nacido en Escocia y cuyos padres eran de la clase media, fue un niño delicado y tímido que tenía pocos deseos de jugar como lo hacen todos los niños. Debido a una evidente habilidad manual se le ejercitó como elaborador de instrumentos. Conocida su destreza en esta especialidad se le encomendó reparar un modelo de una máquina de vapor Newcomen. Mientras trabajaba en esta máquina encontró que podría ser mejorada, con el resultado de que antes de que su vida llegara a su fin había ideado ya la mayor parte de las características fundamentales del motor perfeccionado de vapor de cilindro y émbolo. La educación de Watt fue en gran parte autodidáctica, pero resultó una excelente preparación. Poseía una tenacidad de propósitos que es rara en el hombre corriente, pero con frecuencia se halla en aquellos que logran grandes cosas. Afortunadamente, tenía inteligencia también. Antes de que fuera construido el primer modelo de su máquina, efectuó investigaciones extensas acerca de las propiedades del vapor de agua, del cual prácticamente nada se sabía en su época. Después de dos modelos que no tuvieron éxito, y habiéndose quedado sin dinero, Watt estaba a punto de darse por vencido cuando persuadió al doctor Roebuck de que costeara sus experimentos. De nuevo se construyeron sin éxito dos máquinas más, y ahora el doctor Roebuck estaba en dificultades económicas. Transcurridos unos cinco años, Roebuck vendió su participación a un fabricante, Mathew Boulton, quien pudo suministrar la ayuda financiera adicional. Poco después, con mejores técnicas de fabricación, se construyó venturosamente una nueva máquina cuyo éxito comercial estaba asegurado. Después de instalar uno de sus motores, Watt escribió a Boulton: "La velocidad, la violencia, el tamaño y el horrible ruido de la máquina dan gran satisfacción a todos los poseedores... He tratado una o dos veces de hacer que el émbolo termine suavemente sus carreras y haga menos ruido; pero el Sr. ——— no puede dormir a menos que se ponga furioso... y el ruido parece dar una idea grandiosa de su poderío al ignorante, quien se muestra más impresionado por el mérito modesto de una máquina que por el de un hombre".

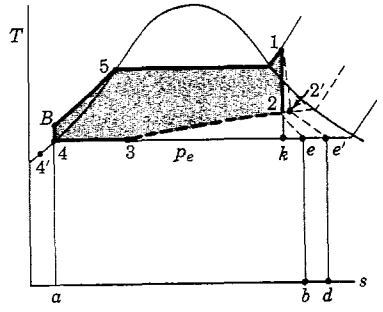



**Fig. 9/26.** *Ciclo de expansión incompleta.*

Si, como antes, imaginamos que la admisión y el escape son a través de cámaras grandes perfectamente aisladas, en las que el estado del operante no cambia y está en virtual equilibrio (puntos 1, $e$, $e'$), la condición media del vapor descargado se puede determinar como en el caso de un motor de flujo constante, figura 9/8; o sea, $h_e = h_1 - W$ y $h_{e'} = h_1 - W'$, donde el trabajo real de fluido $W'$ se obtiene muy aproximadamente como el trabajo indicado $W_I$; una estimación del estado $e'$ es necesaria para el diseño del condensador. Tratándose de motores de movimiento alternativo, $W' = W_I$.

## 9.15 CONCLUSION

Los conceptos presentados en este capítulo se combinan en la práctica con detalles que varían en alto grado, pero los balances de energía son muy semejantes a los de los ejemplos anteriores. Como el lector ya advirtió de seguro, ningún aspecto fue analizado exhaustivamente. En el caso de plantas de energía que consumen combustibles fósiles existe una fuerte tendencia hacia las plantas de presión supercrítica ($p_1 > 224$ kgf/cm$^2$ abs., o sea, 3 208 psia $= p_c$), aunque no exista calor de evaporación. Con el empleo de varios regeneradores, o calentadores regenerativos, la temperatura *media* a la cual el $H_2O$ recibe calor desde una fuente externa es lo suficientemente elevada para resultar satisfactoria.

Muchos planes están en estudio permanente, por ejemplo, una combinación de planta de turbina de vapor y planta de turbina de gas. Un método consiste en hermetizar el hogar de una caldera, quemar el combustible a presiones adecuadas para operar una turbina de gas, y luego conducir los gases de combustión, parcialmente enfriados, hasta la turbina de gas para generar potencia. El vapor es generado por el enfriamiento parcial de los gases. En otro sistema se conduciría la descarga de una turbina de gas, que contiene oxígeno no combinado, en cantidad considerable, al hogar de la caldera, quemar ahí más combustible y producir vapor para generar potencia. La meta en uno u otro caso es obtener la mayor cantidad posible de potencia a partir de los productos de combustión.

Para los fines de este capítulo, una turbina se considera como una "caja negra". Conociendo las propiedades de la sustancia operante cuando entra y cuando sale podemos aprender o conjeturar bastante. Como es conveniente que un ingeniero sepa algo de lo que sucede en el interior de esta máquina, se da una explicación elemental en el Capítulo 18.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**9.1** Un ciclo termodinámico con elementos como los que se describieron en la sección §9.1 opera en la siguiente forma: la máquina motriz produce 22.4 kW; la fuente de calor suministra 4 220 kJ/min, una pequeña bomba (para hacer circular la sustancia operante) toma 2 kW. Bosqueje el sistema y calcule **(a)** el trabajo neto, **(b)** el calor cedido y **(c)** la eficiencia térmica o termodinámica.

*Resp.* **(a)** 20.4 kW, **(b)** 2 996 kJ/min, **(c)** 28.95%

**9.2** Un sistema experimental de energía geotérmica instalado en el estado de Baja California, México, consiste en un pozo de aguas termales, una combinación de transvaporador ("flasher")* y separador-colector y una turbina Rankine de 10 000 kW. El agua termal a una presión de 172.4 bar y 282°C sale del pozo y entra a la cámara de transvaporación (o "flasheo") que se mantiene a 13.8 bar ($h_f$ = 829 kJ/kg, $h_{fg}$ = 1 961 kJ/kg). El vapor producido pasa por el separador y el colector e ingresa a la turbina como vapor saturado a 13.8 bar; esta máquina lo descarga a una presión de 1 bar. El agua no transvaporada se elimina al exterior. Halle el gasto (en kg/h) de agua termal que se requiere para operación continua, y utilice la tabla II para las propiedades del líquido comprimido.

*Resp.* 379 535 kg/h.

**9.3** La presión de condensación en el caso de una máquina Rankine es de 1 bar ($h_f$ = 417.4 kJ/kg). Calcule el trabajo neto para 1 kg/seg de vapor de agua, y la eficiencia térmica cuando el vapor al principio de la expansión está a 50 bar y **(a)** saturado, **(b)** a 350°C, **(c)** a 640°C. Observe la variación de la eficiencia y de la calidad del vapor al final de la expansión.

*Resp.* **(c)** 1 107 kJ/seg, 32.9%.

**9.4** Un motor Rankine recibe vapor de agua a 100 bar, 600°C y lo descarga a 2 bar; $\Delta P$ y $\Delta K$ son despreciables. **(a)** En el caso del motor ideal, determine $W$, $\omega$, $e$, y $p_m$. **(b)** Tratándose del motor real $\eta_b$ = 84%, $\eta_{gen.}$ = 93% y el generador impulsado desarrolla 30 MW. Halle $W_K$, $e_K$, el flujo total de entrada y evalúe la entalpia de salida $h_2$.

*Resp.* **(a)** 1 001 kJ/kg, 3.6 kg/kW·h, 32.1%, 1 206 kPa, **(b)** 782 kJ/kg, 25.1%, 138 107 kg/h, 2 780 kJ/kg.

**9.5** Esboce en el plano *Ts* un ciclo regenerativo ideal con una etapa de extracción para calentamiento de agua de alimentación, y escriba las ecuaciones para **(a)** la masa del vapor extraído, **(b)** el calor suministrado, **(c)** el calor cedido y **(d)** el trabajo neto.

**9.6** Una turbina con una extracción para calentamiento regenerativo recibe vapor con una entalpia de 3 373 kJ/kg y lo descarga con una entalpia de 2 326 kJ/kg. El calentador regenerativo ideal recibe 11 388 kg/h de vapor extraído a 345 kPs. abs. (con h = 2 745 kJ/kg). El agua de alimentación (que es el líquido proveniente del condensador) entra al calentador con una entalpia de 140 kJ/kg y sale como vapor saturado a 345 kPa abs. ($h_f$ = 582 kJ/kg). Calcule la potencia de la turbina. *Resp.* 18 116 kW.

**9.7** En un motor ideal que tiene una etapa de calentamiento entra vapor a 100 bar y 500°C; el escape es a 0.5 bar y 85% de calidad. El trabajo producido por la máquina es de 800 kJ/kg de vapor. Determine la eficiencia térmica de la máquina. *Resp.* 28%.

**9.8** Un ciclo de recalentamiento tiene dos etapas de este efecto, y el vapor se expande inicialmente desde 200 bar y 540°C. Las presiones en los recalentadores son de 40 bar y 10 bar, y el vapor de cada uno de los dispositivos anteriores sale a 540°C. La condensación ocurre a 60°C donde $h_f$ = 251 kJ/kg y $h_B$ = 268 kJ/kg. Trace el diagrama *Ts*. En el caso del ciclo ideal y 1 kg/seg de vapor halle **(a)** $Q_A$ y $e$ **(b)** En el caso del motor, omita la caída de presión a través del recalentador, considere que la máquina opera entre los mismos estados, y calcule $W$ y $e$.

*Resp.* **(a)** 4 166 kJ/seg, 43.7%, **(b)** 1 839 kJ/seg, 44%.

**9.9** Considere un ciclo ideal con recalentamiento y regeneración: después de una cierta expansión, se extrae vapor para calentamiento de agua de alimentación; después de una expansión adicional hay un efecto de recalentamiento, y por último la expansión hasta la salida. Escriba las ecuaciones para **(a)** la cantidad de vapor extraído, **(b)** el trabajo neto y **(c)** la eficiencia térmica. Las ecuaciones deben referirse a un diagrama *Ts* con puntos designados.

**9.10** Una turbina para un ciclo de recalentamiento y regeneración recibe vapor a 207 bar y 593°C, y lo expande a 38.6 bar, 343°C. En este punto el vapor pasa a un recalentador y regresa a la turbina a 34.5 bar, 593°C, donde

* Se ha elegido el neologismo *transvaporar*, para traducir el término "flash" que se emplea en inglés para designar la evaporación de un líquido sólo por reducción de la presión ejercida sobre él. (N. del R.)

se expande hasta 9 bar, 427°C, y en este punto se extrae para regeneración. La descarga ocurre a 0.7 bar. Comenzando en la entrada a la turbina (punto 1) las entalpias son (en kJ/kg);

$h_1 = 3\,511.3$ $h_2 = 3\,010.0$

$h_{2'} = 3\,082.1$ $h_3 = 3\,662.5$

$h_4 = 3\,205.4$ $h_{4'} = 3\,222.9$

$h_5 = 2\,308.1$ $h_{6'} = 162.2$

$h_7 = 742.1$ $h_{7'} = 724.2$

Para el caso de la máquina ideal, represente los eventos en el plano *Ts*, y para 1 kg de vapor de entrada determine **(a)** la cantidad de extracción, **(b)** el trabajo, **(c)** la eficiencia y **(d)** el consumo específico de vapor. En el caso real, el agua entra a la caldera a 171°C y la eficiencia motriz efectiva es del 75%. **(e)** Determine el trabajo efectivo o al freno y la eficiencia térmica efectiva. **(f)** Considere que la eficiencia de la bomba es $\eta_p = 65\%$ y estime la entalpia del vapor de escape.

**9.11** Se desea evaluar el efecto de la temperatura de entrada sobre la eficiencia de una máquina Rankine simple. Seleccione un motor Rankine específico, establezca las presiones de entrada y de condensación, y luego considere que la temperatura de entrada varíe desde la saturación hasta un valor máximo de 800°C. Obtenga los valores respectivos de la eficiencia según estas restricciones, y grafique la eficiencia en función de la temperatura de entrada. Formule un programa de computadora para este problema.

**9.12** Se realiza un estudio de la economía de una máquina motriz con regeneración. Se desea saber cómo varía la eficiencia con el número de calentadores utilizados. Seleccione un motor específico (lo que establecerá un conjunto de condiciones de entrada y una presión de condensación) y considere què el número de regeneradores varía desde uno hasta diez, empleando un modo apropiado para espaciar estos dispositivos en el ciclo. Determine la eficiencia en cada caso y grafique esta magnitud en función del número de calentadores. Formule un programa de computadora para este problema.

## UNIDADES TECNICAS

**9.13** Un motor Rankine recibe 100 000 lb/h de vapor a 310 psia (21.7 kgf/cm² abs.), 900°F (482°C); la salida ocurre a 15 psia (1.05 kgf/cm² y $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$. En el caso del motor halle **(a)** $W$, **(b)** $\omega$, **(c)** $e$. Para el ciclo obtenga **(d)** $W$, **(e)** $e$.

*Resp.* **(a)** 9 465 kW, **(b)** 10.56 lb/kW·h, **(c)** 24.95%, **(d)** 9 425 kW, **(e)** 24.86%.

**9.14** Se suministra agua a 91 kgf/cm² abs. a un generador de vapor. El estado de salida del sobrecalentador está definido por 77 kgf/cm² abs. y 595°C. La presión en el condensador es 0.1565 kgf/cm² abs. La bomba recibe el líquido a 45°C. **(a)** Para una eficiencia de bombeo de 70%, ¿cuánto vale el trabajo específico? ¿Qué cantidad de calor se suministra al generador de vapor? **(b)** Calcule el trabajo de bombeo aproximado necesario para producir o generar $3.6 \times 10^6$ kg/h. Vea la descripción de la figura p/3 del Prólogo.

**9.15** Se está estudiando el uso del mercurio como sustancia de trabajo para la producción de potencia en vehículos espaciales. Considere que el Hg experimenta un ciclo de Rankine desde vapor saturado a 200 psia (14 kgf/cm² abs.) en la entrada a la turbina hasta una presión en el condensador de 3.6319 psia (0.25577 kgf/cm² abs.). Se tiene que $t_{sat.} = 550°F$ (288°C). La fuente de energía es un radioisótopo ($Pu^{238}$). Determine **(a)** el flujo de masa para un trabajo de fluido en la turbina de 5 kW y una eficiencia de turbina del 55%, **(b)** la energía recibida del material isotópico y la eficiencia del ciclo con el Hg, despreciando el trabajo de bombeo. **(c)** La calidad del vapor mercurial a la salida. **(d)** Si el vapor en el estado 1 ($t_{sat.} = 1\,017.2°F = 547.33°C$) se calienta hasta 1 300°F (704°C), calcule su entropía (el valor de referencia es como se indica en la sección B 37). Considere el vapor monoatómico como un gas ideal con $c_p = 0.02474$; también a 550°F (288°C), $h_f = 17$ Btu/lb = 9.44 kcal/kg.

*Resp.* **(a)** 12.3 lb/min, **(b)** 30 kW, 16.7%, **(c)** 76%, **(d)** 0.1235 Btu/lb·°R.

**9.16** En el caso de una presión de descarga de 2.223 psia (0.1565 kgf/cm² abs.) y 130°F (54.4°C) de salida en un ciclo Rankine, compare los valores de calor suministrado, calor cedido y eficiencia térmica cuando en el inicio de expansión isentrópica el vapor de agua está a **(a)** 200 psia (14 kgf/cm² abs.) y 600°F (316°C), **(b)** 400 psia (28 kgf/cm² abs.) y 600°F, **(c)** 800 psia (56 kgf/cm² abs.) y 600°F. Observe la variación de $e$.

*Resp.* **(a)** 1 224.1 −881 (en Btu/lb), 28.0%,

(c) 1 171.3, −767.5 (en Btu/lb), 34.5%.

**9.17** El freón 12 (F-12) ha sido propuesto como fluido operante para un automóvil impulsado por una máquina motriz Rankine. Vapor sobrecalentado de freón a 500 psia (35 kgf/cm$^2$ abs.) entra a la máquina y sale a un condensador como vapor saturado a 100°F. (38°C) Trace el diagrama *ph* marcando los puntos pertinentes y evalúe **(a)** $W$, **(b)** $e$, **(c)** el consumo específico de vapor (en lb/hp·h). **(d)** En el caso de una potencia neta de salida de 50 hp, calcule el flujo de F-12. **(e)** Si en vez del freón, el motor utiliza vapor de agua que entra a 500 psia (35 kgf/cm$^2$ abs.) y sale como vapor saturado a 1 atmósfera estándar de presión, determine $W$, $e$, $\omega$, y compare con los valores correspondientes al F-12.

*Resp.* **(a)** 10 Btu/lb, **(b)** 15.15%, **(c)** 254.4 lb/hp·h, **(d)** 12 720 lb/h, **(e)** 403 Btu/lb, 29.33%, 6.31 lb/hp·h, 315.5 lb/h.

**9.18** Una máquina regenerativa ideal recibe 150 000 lb/h (68 040 kg/h) de vapor y tiene sólo un precalentador de agua (regenerador), el cual recibe 33 950 lb/h (15 400 kg/h); al condensador llega el resto a 1 psia (0.0704 kgf/cm$^2$ abs.). Si la presión en el precalentador es de 140 psia (9.86 kgf/cm$^2$ abs.), determine el estado (calidad o sobrecalentamiento del vapor) **(a)** a la entrada del regenerador o calentador, **(b)** a la entrada del condensador.

*Resp.* **(a)** Sobrecal. = 6.97°F, **(b)** 78.5%

**9.19** Un ciclo ideal con regeneración y presión supercrítica se realiza con 500 000 kg/h de vapor inicialmente a 390 kgf/cm$^2$ abs. y 815°C. Se tienen cinco etapas de calentamiento regenerativo del agua de alimentación para las cuales las presiones de extracción respectivas son (en kgf/cm$^2$ abs.): 73.5, 52.5, 16.1, 7.7 y 1.05. La condensación ocurre a 0.07 kgf/cm$^2$ abs. Determine **(a)** los gastos de vapor extraído, **(b)** la potencia neta (en cv) y **(c)** la eficiencia térmica.

**9.20** En un ciclo ideal con regeneración, el vapor se expande en la turbina desde 1 100 psia (77 kgf/cm$^2$ abs.) y 1 100°F (593°C) hasta 80 psia (5.6 kgf/cm abs.), donde $m$ lb de vapor se extraen para precalentamiento del agua de alimentación (en calentador de tipo abierto). El resto continúa la expansión hasta una presión en el condensador de 0.9492 psia (0.0668 kgf/cm$^2$ abs.) y 100°F (37.8°C). El flujo de entrada es de 100 lb/s. Calcule **(a)** el trabajo del ciclo y la eficiencia térmica, **(b)** el porcentaje de aumento de la eficiencia en comparación con la del ciclo sin calentamiento regenerativo. **(c)** Considere las propiedades dadas como aplicables a una máquina ($\Delta K \approx 0$) cuya eficiencia motriz al freno es de 80%; la eficiencia del generador eléctrico es de 94%. En el caso de la máquina con calentamiento regenerativo calcule la potencia de salida, el consumo específico combinado de vapor y el consumo específico combinado de calor. **(d)** Evalúe la entalpia del vapor de salida de la máquina, suponiendo que hay una extracción real de vapor que es $m' = 0.15$ lb/lb (= 0.15 kg/kg) de vapor de entrada. La eficiencia de la bomba del condensado es de 50%. Muestre mediante un croquis las energías y fronteras del sistema utilizado para este balance de energía.

*Resp.* **(a)** 44.4%, **(b)** 6.2%, **(c)** 45 MW, 7.99 lb/kW·h, 10 200 Btu/kW·h, **(d)** 1 036 Btu/lb.

**9.21** Una turbina de vapor ideal con una etapa de recalentamiento desarrolla 155.54 kcal/kg de trabajo entre la válvula de entrada y el recalentador, y 177.76 kcal/kg entre el recalentador y el condensador. Después de absorber 133.32 kcal/kg de calor en el recalentador, el vapor vuelve a entrar en la turbina a 12.676 kgf/cm$^2$ abs. y 537.78°C, y se expande luego hasta una presión en el condensador de 0.0704 kgf/cm$^2$ abs. Calcule la eficiencia térmica de la turbina.

*Resp.* 34.5%.

**9.22** Un generador de vapor produce este fluido a 1 100 psia (77 kgf/cm$^2$ abs.) y 900°F (482°C). Después de la expansión en la turbina hasta 300 psia (21.1 kgf/cm$^2$ abs.), el vapor se retira y recalienta hasta la temperatura inicial. La expansión ocurre luego hasta una presión en el condensador de 1 psia (0.0704 kgf/cm$^2$ abs.). **(a)** Para 1 lb/s de vapor en un ciclo ideal, determine $e$. **(b)** En el caso de una máquina ideal que opera pasando por los mismos estados, pero despreciando la caída de presión en el recalentador, obtenga $W$ y $e$. **(c)** Una turbina real opera entre estos mismos puntos de estado, excepto que el vapor entra al recalentador a 300 psia (21.1 kgf/cm$^2$ abs.) y 600°F (315.5°C), y sale a 290 psia (20.4 kgf/cm$^2$ abs.) y 900°F (482.2°C). El consumo específico de vapor combinado es de 6.3 lb/kW·h, la eficiencia del generador vale un 94% y el calor perdido a través de la cubierta de la turbina es el 1% de la entalpia de entrada. Determine la eficiencia de la turbina y la calidad o el grado de sobrecalentamiento aproximados del vapor de salida.

*Resp.* **(a)** 41.5%, **(b)** 647.1 Btu/seg, 41.4%, **(c)** 89% $x_{4'} = 91\%$.

**9.23** Trace el diagrama *Ts* para una máquina con recalentamiento y regeneración, en la que

el vapor pasa a un recalentador y después experimenta expansión adicional y una extracción. Numere los puntos sucesivamente a partir de la entrada como punto 1. Las entalpias (en Btu/lb) son: $h_1 = 1\ 351.3$, $h_2 = 1\ 201.4$, $h_{2'} = 1\ 214.6$, $h_3 = 1\ 318.6$, $h_4 = 1\ 170$, $h_{4'} = 1\ 185$, $h_5 = 923.7$, $h_{5'} = 972$, $h_6 = 69.7$, $h_7 = 250.1$, $h_{7'} = 244$. La máquina real tiene un consumo específico de vapor combinado de 8.6 lb/kW·h, y la eficiencia del generador eléctrico es del 92%. Para 1 lb de vapor de entrada, determine **(a)** $m_1$ y $m_1'$, **(b)** $W$ y el trabajo real de fluido $W'$, **(c)** $e$ y $e_k$, y **(d)** $\eta_k$.

*Resp.* **(a)** 0.1639, 0.1563, **(b)** 504.5, 450.3 (en Btu/lb), **(c)** 41.4%, 32.75%, **(d)** 78.7%.

**9.24** En una planta energética de presión supercrítica, el vapor sale del sobrecalentador a 4 000 psia (280 kgf/cm² abs.) y 1 000°F (538°C). Llega a la entrada de la turbina sin pérdidas y se expande después isentrópicamente hasta 600 psia (42 kgf/cm² abs.), donde $m_1$, lb son extraídas para precalentamiento del agua de alimentación (en un regenerador de tipo abierto) y el resto se resobrecalienta hasta 1 000°F (538°C). Luego regresa a la turbina y se expande isentrópicamente hasta 20 psia (1.4 kgf/cm² abs.), donde $m_2$ lb de vapor son extraídas para precalentamiento del agua; el resto continúa la expansión ideal hasta 94°F (34.4°C). En el caso del ciclo ideal determine **(a)** las cantidades de extracción de vapor, **(b)** la eficiencia térmica, **(c)** el flujo de vapor para 500 MW de salida neta, **(d)** el consumo específico de calor. Muestre un croquis en el plano *Ts* con la línea de presión supercrítica y los procesos de bombeo, y con todos los estados significativos marcados. (En una planta real que funcione entre estos estados extremos habría varias extracciones; dos pueden servir para demostrar el método.)

*Resp.* **(a)** 0.273, 0.090, **(b)** 50.9%, **(c)** $2.92 \times 10^6$ lb/h, **(d)** 6 700 Btu/kW·h.

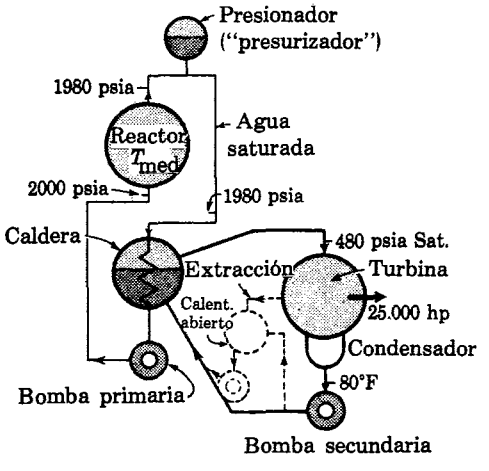
**9.25** Se ha diseñado un ciclo con recalentamiento, regeneración y presión supercrítica en el cual al generador de vapor le llega agua de alimentación a 5 500 psia (385 kgf/cm² abs.) y la turbina recibe vapor a 4 500 psia (315 kgf/cm² abs.) y 1 150°F (621°C) (estado 1). Entre la entrada y el primer punto de recalentamiento, el 10% del vapor entrante se extrae para el precalentamiento del agua (regeneración), el resto se retira a 460 psia (32.2 kgf/cm² abs.) y 550°F (288°C) y es recalentado a 440 psia (30.8 kgf/cm² abs.) y 1 000°F (538°C). El vapor se reintroduce en la máquina y otro 20% del vapor entrante se extrae para calentamiento del agua de alimentación durante la expansión subsecuente hasta el segundo punto de recalentamiento. El restante 70% del vapor de entrada se aparta a 55 psia (3.85 kgf/cm² abs.) y 500°F (260°C) y se recalienta a 50 psia (3.5 kgf/cm² abs.) y 1 000°F (538°C); la expansión final se lleva hasta la presión en el condensador de 1 psia (0.0704 kgf/cm² abs.). La estimación del consumo específico de calor combinado para la turbina de 120 000 kW es de 8 300 Btu/kW·h. En el estado 1, $h_1 = 1\ 504.5$ Btu/lb y $s_1 = 1.5011$; para el agua de alimentación, $h_f = 415$ Btu/lb. Determine el flujo de vapor por hora a la entrada de la máquina.

*Resp.* 668 400 lb/h.

**9.26** En un ciclo combinado ideal de vapor de agua y de vapor de mercurio, este último ingresa saturado a la turbina de mercurio a 100 psia (7 kgf/cm² abs.) y es descargado en la caldera-condensador a 1 psia (0.0704 kgf/cm² abs.) ($h_f = 14$ Btu/lb). Vapor de agua saturado a 360 psia (25.2 kgf/cm² abs.) es generado en la caldera-condensador, y la turbina de vapor de agua lo descarga a 1.50 plg Hg abs. ($h_f = 60$ Btu/lb). Trace el diagrama *Ts*, utilice las secciones B 16 y B 34, y halle **(a)** el trabajo de la turbina de mercurio para 1 lb de Hg, **(b)** el trabajo de la turbina de vapor de agua para 1 lb de vapor, **(c)** el trabajo total de las dos turbinas para una generación 100 000 lb/h de vapor de agua, y **(d)** la eficiencia térmica del sistema binario de vapores.

*Resp.* **(a)** 44 Btu/lb Hg, **(b)** 381 Btu/lb, **(c)** 26 700 kW, **(d)** 54.4%.

**9.27** Una planta de energía nuclear del tipo de agua a presión, consta de dos circuitos independientes (vea la figura). El agua en el circuito




Problema 9.27

primario recibe calor del reactor y lo entrega en la caldera; el circuito secundario (representado con líneas continuas) pasa por la turbina para la generación de potencia. A plena carga la turbina produce 25 000 hp; las presiones y las temperaturas se indican en el diagrama. **(a)** Determine la eficiencia térmica ideal para el circuito secundario. Si el ascenso de temperatura en el circuito primario está limitado a 30°F (−1.1°C), ¿cuál será la eficiencia térmica total de los sistemas de $H_2O$? **(b)** El calentamiento regenerativo del agua de alimentación con vapor extraído a 260°F (127°C) se agrega al ciclo anterior (ver la parte punteada). Calcule las eficiencias térmicas como en **(a)**. ¿Existe alguna mejora? **(c)** El recalentamiento (no se muestra la conexión) se suministra en el punto de extracción en **(b)** y el vapor que no va al regenerador se calienta hasta 500°F (260°C) a 30 psia (2.1 kgf/cm$^2$ abs.). Otros datos necesarios ya se han dado. ¿La eficiencia térmica con este dispositivo es mejor que en **(b)** o **(a)**? Describa en detalle.

*Resp.* **(a)** 35.8%, 35.4%, **(b)** 38.2%, 37.5%, **(c)** 36.1%, 35.7%

**9.28** Se requiere un ciclo de vapor para suministrar 22 680 kg/h de vapor (seco y saturado) a 1.4 kgf/cm$^2$ abs. para proceso y para generar 5 000 kW de energía como subproducto. El vapor para proceso no es devuelto al sistema. La turbina recibe 33 610 kg/h de vapor de entrada con $h_1$ = 758.8 kcal/kg y lo expande al estado de extracción a 1.408 kgf/cm$^2$ abs. Se extraen 27 170 kg/h (22 680 kg/h de vapor) para proceso; 4 490 kg/h para un calentador de tipo abierto para agua de alimentación) y el resto se expande hasta la presión del condensador de 25.4 mm Hg abs. Agua de repuesto a 21.1°C para reemplazar el vapor de proceso se une al condensado saturado que sale del condensador y luego fluye al calentador de tipo abierto. Una bomba de alimentación de caldera cierra el ciclo desde el calentador hasta la caldera. Trace el diagrama de energía y determine la temperatura del agua de alimentación.

# 10

# GASES REALES

## 10.1 INTRODUCCION

Desgraciadamente, la mayor parte de las sustancias no se comportan como gases ideales, ni tampoco se dispone de tablas —como las del vapor de agua o las del amoniaco— para sus propiedades básicas. Por ejemplo, un gas que se comporta idealmente en circunstancias ordinarias, como el $H_2$ tiene, a 10 psia (0.7 kgf/cm$^2$ abs.) y 60°R (33 K), una $h$ = 371.75 Btu/lb (206.51 kcal/kg); a 1 500 psia (105 kgf/cm$^2$ abs.) y 60°R (33 K), $h$ = 208.02 Btu/lb (115.55 kcal/kg), en tanto que en el caso de un gas ideal la entalpia no varía con la presión. A 500°R (278 K) se comporta mejor; $h$ = 1 680.83 Btu/lb (933.70 kcal/kg) a 10 psia (0.7 kgf/cm$^2$ abs.) y $h$ = 1 699 Btu/lb (943.79 kcal/kg) a 1 500 psia (105 kgf/cm$^2$ abs.), pero la desviación respecto del comportamiento como gas ideal puede ser significativa.

Si la respuesta para un cierto problema de ingeniería es muy importante, lo primero por hacer es investigar en las publicaciones técnicas las propiedades necesarias para obtener los resultados deseados (por ejemplo, ver las obras de referencia del 0.1 al 0.32). Si no es posible hallar tales propiedades tabuladas, existen diferentes formas de proceder, algunos aspectos de ellas se describen en este y en el siguiente capítulo. Debemos tener presente que como la termodinámica no produce respuestas numéricas sin disponer de conocimientos numéricos de algunas propiedades, es esencial contar con cierta cantidad de datos experimentales. En casos críticos los experimentos pueden ser necesarios para obtener los datos requeridos.

## 10.2 ECUACIONES DE ESTADO

Las ecuaciones de estado, ideadas para adaptarse a los valores experimentales conocidos, definen alguna porción de una superficie termodinámica, figuras 3/5 y 3/6. Se pueden emplear cualesquiera tres propiedades, pero las usuales son $p$, $v$ y $T$, debido a que son medibles. Tales ecuaciones pueden utilizarse en las formas que se indicarán más adelante para calcular los cambios en otras propiedades, y sirven como fórmulas de interpolación para calcular valores para tablas de propiedades. Puesto que las ecuaciones de estado se pueden programar para computadoras, ha sido de gran ayuda para los estudios que probablemente antes no hubieran podido ser realizados anteriormente debido a las tediosas y laboriosas operaciones requeridas.

En el curso de los años se han propuesto muchas ecuaciones de estado, algunas de las cuales tratan de abarcar a todos los gases (ninguna es universalmente aplicable), y otras

se han formulado para representar con exactitud la relación entre $p$, $v$ y $T$ en el caso de una sustancia particular para un intervalo limitado. Entre las más útiles están las denominadas *ecuaciones viriales*, a veces puramente empíricas, pero cuyos coeficientes pueden ser representativos de los efectos de las fuerzas intermoleculares, evaluadas cuantitativamente por la mecánica estadística,[4.4]

$$\frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B(T)}{v} + \frac{C(T)}{v^2} + \frac{D(T)}{v^3} + \ldots \qquad \text{(10-1)} \quad \text{[EXPLÍCITA EN } p\text{]}$$

donde los *coeficientes viriales* $B$, $C$, $D$, $B'$, $C'$ y $D'$ son funciones de la temperatura; $B$, $C$, etc., se llaman, respectivamente, segundo, tercero, etc., coeficientes viriales.

Existen numerosas ecuaciones de estado en uso para un propósito u otro, de las cuales se dan algunas en el libro de ***Problemas***. Muchas de ellas contienen más de dos constantes (por lo menos una y hasta nueve), pero Redlich y Kwong[10.18] han propuesto una ecuación en gran parte empírica, con dos constantes, que con frecuencia se adapta a los estados experimentales mejor que las ecuaciones más complejas.[10.17] Dicha ecuación es

$$\frac{pv}{RT} = 1 + B'(T)p + C'(T)p^2 + D'(T)p^3 + \ldots \qquad \text{(10-2)} \quad \text{[EXPLÍCITA EN } v\text{]}$$

$$\left[p + \frac{a}{T^{0.5}\, v(v+b)}\right](v - b) = RT \qquad \text{(10-3)}$$

$$\textbf{(a)} \qquad a = 0.4278\, \frac{R^2 T_c^{2.5}}{p_c} \quad \text{y} \quad b = 0.0867\, \frac{RT_c}{p_c}$$

para $T$ en $K$, $p$ en atm y $\bar{v}$ en $cm^3/gmol$. A altas presiones el volumen molar de todos los gases (a cualquier temperatura) tiende al valor de $0.26\bar{v}_c$[10.17]; la ecuación (10-3) satisface la condición de que $b = 0.26\bar{v}_c$.

## 10.3 ECUACION DE VAN DER WAALS

Una de las primeras ecuaciones de estado para gases reales (1873), que suele utilizarse todavía debido a su relativa sencillez, es la propuesta por el físico holandés van der Waals; en diferentes formas se tiene

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \qquad \text{(10-4A)}$$

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2} \qquad \text{(10-4B)}$$

$$pv^3 - (pb + RT)v^2 + av - ab = 0 \qquad \text{(10-4C)}$$

que se ve es una ecuación cúbica como función de $v$. Para llevarla a la forma virial (10-1) disponga (10-4B) del siguiente modo:

$$\textbf{(a)} \qquad pv = RT\left(1 - \frac{b}{v}\right)^{-1} - \frac{a}{v}$$

y aplique el teorema del bionomio para $(1 - b/v)^{-1}$ para tener

**(b)** $$\left(1 - \frac{b}{v}\right)^{-1} = 1 + \frac{b}{v} + \frac{b^2}{v^2} + \frac{b^3}{v^3} + \ldots$$

La sustitución en **(a)** da

**(c)** $$pv = RT + \frac{RTb - a}{v} + \frac{RTb^2}{v^2} + \frac{RTb^3}{v^3} + \ldots$$

donde el término $v^{-3}$ quizá sea despreciable.

Para un mejor acuerdo en el caso de un intervalo limitado de propiedades, $a$ y $b$ pueden hallarse para $p$, $v$ y $T$ conocidas en dos estados. Sin embargo, en el caso de lo que llamamos "gas de van der Waals (v.d.W.)" $a$ y $b$ se calculan como se describe a continuación. La constante $b$, introducida primero por Clausius, se considera proporcional al volumen de las moléculas. Las moléculas de gases que se comportan casi idealmente están tan apartadas entre sí, en comparación con su tamaño, que ocupan una porción despreciable del volumen dado. Observemos en la ecuación (10-4B) que el efecto de un mayor valor de $b$ es aumentar la $p$ calculada. Puesto que las moléculas con su espaciamiento usual experimentan atracción mutua, la cual es una cierta función de su masa y de su distancia de separación, la presión que ejerce el gas sobre las paredes de su recipiente es un poco menor de lo que sería si no hubiera fuerzas intermoleculares; en consecuencia, la corrección $a/v^2$ en la ecuación (10-4B), proporcional al cuadrado de la densidad, tuvo por objeto tomar en cuenta las fuerzas de atracción molecular.

Si se suponen diversas temperaturas en la ecuación (10-4) y se traza una serie de curvas isotérmicas en el plano $pv$ para una sustancia particular, el resultado será aproximadamente el que se ilustra en la figura 10/1. Debido a que la ecuación es cúbica en $v$, tiene tres raíces. Por encima de la curva $C$, figura 10/1, donde la ecuación es bastante útil, hay una raíz real y dos imaginarias; por debajo de $C$ se tienen tres raíces reales; en $C$, que es el punto crítico, las tres raíces son iguales. La parte *adeb* de una curva tal como $A$ no muestra el comportamiento real, excepto cuando pueda ocurrir un estado metaestable. Considere que la curva punteada $aC$ representa la línea de vapor saturado. Sabemos que, en el caso de estados de equilibrio, la isoterma real en la región bifásica permanece a presión constante *afb*, figura 10/1. Fuera de esta región, la ecuación de van der Waals generalmente da resultados más exactos que $pv = RT$, pero existen estados donde esta ecuación con constantes como se expresa en la sección B 16 —calculadas a partir de datos

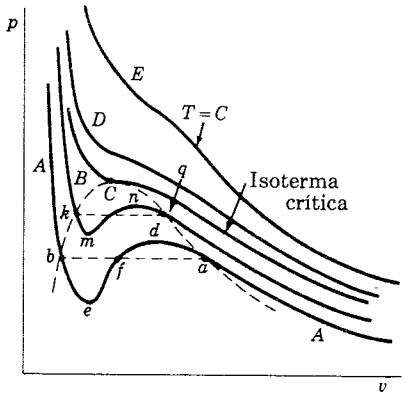



**Fig. 10/1.** *Isotermas de van der Waals.* Representación típica también de ecuaciones de estado similares. La parte *ad* corresponde a vapor sobresaturado (§18.11), y la *be*, a estados de sobreexpansión del líquido.[2.4]

críticos según se describe más adelante— produce respuestas erróneas. Por consiguiente, esta ecuación debe ser utilizada sólo cuando se sabe que es aplicable con la exactitud requerida. cable con la exactitud requerida.

Uno de los requisitos para una ecuación general de estado es que la isoterma crítica debe tener un punto de inflexión en el punto crítico, siendo las condiciones matemáticas que la curva no sea solamente horizontal en ese punto, figura 10/1, $(\partial p/\partial v)_T = 0$, sino también que la tasa de cambio de la pendiente sea cero: $(\partial^2 p/\partial v^2)_T = 0$. Estas dos condiciones definen el punto crítico de una ecuación de estado. Derivando la ecuación (10-4B) se obtiene

**(d)** $$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\frac{RT}{(v-b)^2} + \frac{2a}{v^3} = 0$$

**(e)** $$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = \frac{2RT}{(v-b)^3} - \frac{6a}{v^4} = 0$$

Puesto que estas son las condiciones en el punto crítico, sea $v = v_c$, el volumen crítico, y $T = T_c$, la temperatura crítica. Resolviendo luego las ecuaciones **(d)** y **(e)** simultáneamente para $v_c$ tenemos

**(f)** $$v_c = 3b \quad \text{o bien,} \quad b = \frac{v_c}{3}$$

Utilizando este valor de $v_c$ en la ecuación **(d)** se tiene

**(g)** $$T_c = \frac{8a}{27Rb}$$

Sustituyendo los valores de $v_c$ y $T_c$ de **(f)** y **(g)** en la ecuación (10-4b) y se obtiene

**(h)** $$p_c = \frac{a}{27b^2}$$

Puesto que los datos de presión y temperatura críticos son más comunes y con frecuencia más exactos que los del volumen crítico, las ecuaciones **(g)** y **(h)** son las que se emplean generalmente para calcular $a$ y $b$. Una comprobación demuestra que la $b$ obtenida de la ecuación **(f)** difiere de los valores dados en la sección B 16, lo cual equivale a decir que la ecuación de van der Waals no es congruente con las mediciones reales de las propiedades del punto crítico. En consecuencia, a menos que las constantes sean ajustadas, es de esperar que den respuestas inexactas en este entorno.

Observe cuáles son las unidades de las constantes $a$ y $b$ en la sección B 16 y transforme otras unidades para que haya congruencia; por ejemplo, los volúmenes en pie$^3$/lbmol, y la constante universal de los gases es $R = 0.73$ atm·pie$^3$/lbmol °R; factor de conversión, 2.72 Btu/atm·pie$^3$.

## 10.4 USO DE UNA ECUACION DE ESTADO PARA DETERMINAR CAMBIOS DE ENERGIA Y EN LAS PROPIEDADES

En el siguiente capítulo se desarrollan métodos generales para evaluar los cambios de energía interna, entalpia, entropía y otras propiedades, métodos que pueden ser utilizados con las ecuaciones de estado (o con datos experimentales). En este punto conviene repetir que las relaciones básicas de energía siguen siendo válidas: $dQ = c\,dT$, donde debe emplearse el

calor específico apropiado; $dQ = T\,ds$; $p\,dV$ y $-v\,dp$ tienen los significados ya definidos, y así sucesivamente, etc. Por ejemplo, suponga que un gas de van der Waals experimenta un proceso isotérmico; por medio de la ecuación (10-4B) se obtiene

**(a)**
$$\int p\,dv = RT\int_1^2 \frac{dv}{v-b} - a\int_1^2 \frac{dv}{v^2}$$
$$= RT\ln\frac{v_2-b}{v_1-b} + a\left(\frac{1}{v_2}-\frac{1}{v_1}\right)$$

**(b)**
$$-\int v\,dp = \int p\,dv - \Delta pv$$

donde $p_1, p_2, v_1$ y $v_2$ se adaptan a la ecuación de van der Waals. La ecuación **(a)** expresa el trabajo de un proceso isotérmico sin flujo de un gas de c.d.W.; si se utiliza la integral $\int p dv$ de **(a)**, la ecuación **(b)** evalúa $W_{sf} + \Delta K + \Delta P$ para un proceso isotérmico de flujo constante (sf = *steady flow*). La ecuación de van der Waals (10-4B) es explícita en $p$; si la ecuación de estado es explícita en $v$ la $-\int v\,dp$ sería más fácil de obtener para $T = C$.

## 10.5 COORDENADAS REDUCIDAS Y FACTOR DE COMPRESIBILIDAD

Una propiedad reducida se evalúa por su valor real dividido entre su valor en el punto crítico;

**(a)**
$$p_R \equiv \frac{p}{p_c} \qquad v_R \equiv \frac{v}{v_c} \qquad T_R \equiv \frac{T}{T_c}$$
$$p = p_R p_c \qquad v = v_R v_c \qquad T = T_R T_c$$

donde los subíndices con la letra mayúscula $R$ se emplean para evitar confusión con los valores *relativos* ($p_r$, $v_r$) que figuran en las *Tablas de Gas*; así pues $p_R$ es la ***presión reducida***, $v_R$ el ***volumen reducido*** y $T_R$ la ***temperatura reducida.***

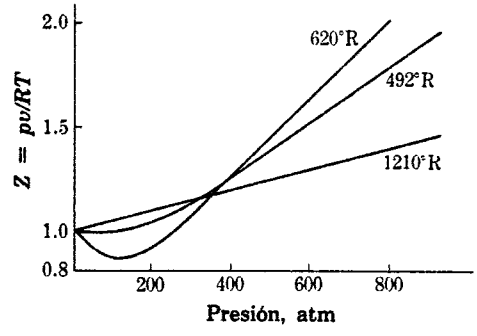



**Fig. 10/2.** *Factor de compresibilidad—Nitrógeno* (según Dodge[1.16]). Las variables $p$ y $T$ podrían ser cambiadas a $p_R$ y $T_R$.

En el caso de los gases ideales $pv/(RT) = 1$; para todos los gases reales (ver figura 10/2),

**(b)**
$$\frac{pv}{RT} \to 1 \qquad \text{cuando} \qquad p \to 0$$

Por consiguiente, $pv/(RT)$ es una variable para gases reales, llamada ***factor de compresibilidad*** $Z$,

$$(10\text{-}5) \qquad Z \equiv \frac{pv}{RT} \qquad pv = ZRT \qquad pV = nZ\bar{R}T \qquad p\bar{v} = Z\bar{R}T$$

[1 KG] [n MOLES] [1 MOL]

Los valores de este factor pueden presentarse en forma gráfica como lo ilustra la figura 10/2, y valores concretos de $Z$ se pueden utilizar para calcular un valor desconocido de $p$, $v$ o $T$. También es posible emplear tales curvas para la determinación de cambios en otras propiedades ($h$, $u$, $s$, etc., Capítulo 11).

Como puede verse, se requiere una gran cantidad de datos para elaborar un diagrama $Zp$ correspondiente a una sustancia particular. Como consecuencia, se ha desarrollado otra forma de aprovechar los factores de compresibilidad, conocida como ***principio de estados correspondientes.*** Este principio se puede utilizar en relación con las ecuaciones de estado y de hecho fue propuesto primero por van der Waals en 1881.

Se dice que dos gases (y este concepto se aplica también a los líquidos) están en estados correspondientes cuando tienen dos coordenadas reducidas en común, por ejemplo, $p_R$ y $T_R$; o sea, el principio de estados correspondientes se expresa matemáticamente como $Z = f(p_R, T_R)$. El principio supone que el comportamiento termodinámico de todos los fluidos es el mismo en función de las coordenadas reducidas, y que cada cambio de propiedad para todos los fluidos se puede obtener a partir de la misma ecuación [por ejemplo, (11-21)]. Para que el principio sea universal, las sustancias con valores particulares $p_R$ y $T_R$ deben tener el mismo valor del volumen reducido y del factor de compresibilidad; en resumen, la siguiente ecuación debe verificarse

$$(c) \qquad Z = \frac{pv}{RT} = \frac{p_R p_c v_R v_c}{RT_R T_c} = \left(\frac{p_R v_R}{T_R}\right)\left(\frac{p_c v_c}{RT_c}\right) = Z_c \frac{p_R v_R}{T_R}$$

donde $Z_c = p_c v_c/(RT_c)$. Una comprobación en la sección B 16 muestra que el factor de compresibilidad $Z_c$ en el punto crítico *no* es el mismo para todos los gases. Por consiguiente, el principio de los estados correspondientes *no* se cumple como se enunció, sino que es posible modificarlo a la forma $Z = f(Z_c, p_R, T_R)$. De hecho, el principio en su aplicación ha sufrido transformaciones en diversas maneras[1.13.4.4]. Hsieh formuló un enfoque de cuatro parámetros con mayor exactitud.[10.16]

Este principio falla de manera significativa en el caso de algunas sustancias. Los gases que poseen moléculas casi esféricas (por ejemplo, las monoatómicas, $H_2$, $CH_4$) tienen un valor de $Z_c$ en la proximidad de 0.3; tratándose de moléculas polares, $Z_c$ para muchas clases de ellos será aproximadamente 0.23; en el caso de los hidrocarburos, está muy cercana a 0.27, que es un buen promedio para todos los gases. Estas variaciones se pueden relacionar con la estructura de la molécula.[4.4] Se ha hallado que si el principio de los estados correspondientes se aplica a grupos de sustancias con valorés similares de $Z_c$, por ejemplo, tres $Z_c$ diferentes, los resultados son más exactos.

## 10.6 DIAGRAMA DE COMPRESIBILIDAD GENERALIZADO

La apariencia general de un diagrama de compresibilidad generalizado (en función de las propiedades reducidas) se muestra en la figura 10/3, que es una fracción de uno de los diagramas de trabajo que se presentan en el Apéndice *B*, secciones B 17, B 18 y B 19.

Estos diagramas han sido elaborados a partir de datos sobre 26 gases y tienen una correlación con las propiedades reales dentro de aproximadamente el 2.5% con algunas excepciones, de manera particular el agua y el amoniaco. En el caso de hidrógeno, helio, neón, amoniaco y agua, se obtienen mejores resultados utilizando datos del seudopunto crítico,[1.16] $T_{pc}$ y $p_{pc}$.

**(a)** $$T_{pc} = T_c + 14.4°\text{R} \quad \text{y} \quad T_R = \frac{T}{T_c + 14.4}$$

**(b)** $$p_{pc} = p_c + 8 \text{ atm} \quad \text{y} \quad p_R = \frac{p}{p_c + 8}$$

Aun con estos ajustes, los resultados pueden tener un error significativo a menos que $T_R > 2.5$.[10.5] Con tales modificaciones o sin ellas, y como sucede con cualquier aproximación empírica, se debe estar plenamente consciente de la posibilidad de desviaciones considerables respecto de lo verdadero.

En la figura 10/3 lo primero que hay que observar es que a partir de una presión baja, por ejemplo, $p_R = 1$, todos los gases se aproximan al ideal ($Z \to 1$) a medida que la presión tiende a cero ($p \to 0$). Luego, la desviación respecto del comportamiento de gas ideal es extrema en la vecindad del punto crítico, $p_R = 1$ y $T_R = 1$, siendo de casi un 80% en este caso. No se muestra en la figura 10/3 pero es evidente en la sección B 19, que la desviación extrema a muy altas presiones ($p_R \approx 40$) es del mismo orden de magnitud. Si $p_R < 5$ y $T_R > 2.5$, o algo así, el valor de $Z$ no varía notablemente respecto de la unidad.

Las líneas punteadas que se muestran en la figura 10/3 y en los diagramas de trabajo, son curvas para un valor constante de $v_{Ri}$, denominando ***volumen reducido ideal***, propuesto por Su,[10.3] y definido por

(10-6) $$v_{Ri} \equiv \frac{v}{v_{ci}} = \frac{vp_c}{RT_c} = v_R Z_c = \frac{T_R}{p_R} Z \quad \text{y} \quad Z = \frac{p_R v_{Ri}}{T_R} Z_c$$

donde $v$ es el volumen real y $v_{ci}$ es el volumen crítico "ideal", debido a que se calcula a partir de $v_{ci} = RT_c/p_c$. Las otras transformaciones se realizan con ayuda de la ecuación **(b)**, §10.5. Puesto que $v_{Ri} = f(T_R, p_R)$ para una $Z$ particular (lo que no es cierto de $v_R$), $v_{Ri}$ se puede graficar según las coordenadas $Z$, $p_R$, lo que da curvas considerablemente útiles, por medio de la ecuación (10-6), especialmente cuando el volumen es una propiedad dada.

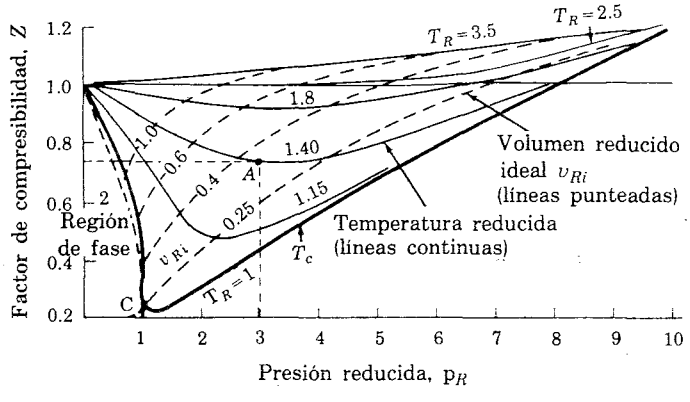



**Fig. 10/3.** *Diagrama de compresibilidad generalizado.* A $p_R = 3$ y $T_R = 1.40$, localice $A$ y determine $Z \approx 0.73$; asimismo, $0.4 > v_{ri} > 0.25$ (no hay aquí suficientes líneas para las interpolaciones). (El diagrama no está exactamente a escala.)

Puesto que $Z$ puede ser mayor o menor que la unidad, el volumen real correspondiente a valores particulares de $p$ y $T$ será mayor o menor que el correspondiente a un gas ideal ($v = ZRT/p$). Es mayor cuando su temperatura se encuentra por encima de la llamada isoterma de Boyle [$T_R$ Boyle $\approx 2.5$] y menor cuando está por debajo de dicha isoterma.

### 10.7 Ejemplo—Dado el volumen

Un cilindro de 12.5 pie$^3$ (0.354 m$^3$) contiene 150 lb (22.68 kg) de $CO_2$ a 140°F (60°C). Calcular la presión utilizando un diagrama de compresibilidad generalizado.

**Solución.** De la sección B 16: $\bar{v}_c = 1.51$ pie$^3$/lbmol, $Z_c = 0.276$, $T_c = 548$, $M = 44$ lb/lbmol.

$$T_R = \frac{600}{548} = 1.094 \qquad v_{Ri} = v_R Z_c = \left[\frac{(12.5/150)(44)}{1.51}\right](0.276) = 0.668$$

De la sección B 20 se obtiene $Z = 0.65$. Luego entonces la presión debe ser aproximadamente

$$p = \frac{ZRT}{v} = \frac{(0.65)(1\ 545)(600)}{(12.5/150)(44)(144)} = 1\ 140 \text{ psia o bien, } 77.6 \text{ atm}$$

De una tabla de propiedades que no figura en este libro,[0.18] $p = 79.6$ atm, lo que es una comprobación razonable. La ecuación del gas ideal daría casi 120 atm.

## 10.8 ECUACIONES DE ESTADO GENERALIZADAS

La ecuación de van der Waals y otras se pueden transformar a coordenadas reducidas. Sustituyendo los valores de $p_c$, $v_c$ y $T_c$ de las ecuaciones **(f)**, **(g)** y **(h)** —§10.3— en **(a)**—§10.5—, y luego reemplazando los valores correspondientes de $p$, $v$ y $T$ en la (10.4). Por ejemplo,

**(a)** $$p_c = \frac{a}{27b^2} \qquad p_R = \frac{p}{a/(27b^2)} \qquad p = \frac{ap_R}{27b^2}$$

La ecuación de van der Waals reducida, a partir de (10-4), será

(10-7) $$\left(p_R + \frac{3}{v_R^2}\right)(3v_R - 1) = 8T_R$$

Note que no hay constantes desconocidas o experimentales en esta ecuación, excepto que las coordenadas críticas $p_c$, $v_c$ y $T_c$ están implicadas en las coordenadas reducidas. Para hallar el valor de $Z_c$ correspondiente a un gas de v.d.W., use **(f)**, **(g)** y **(h)**, §10.3, en

**(b)** $$Z_c = \frac{p_c v_c}{RT_c} \quad \text{y así,} \quad Z_c = \frac{3}{8} = 0.375$$

La observación del desacuerdo entre este valor y los de los gases reales en la sección B 16 sugieren que la ecuación de van der Waals reducida es inexacta en la proximidad del estado de punto crítico. Para obtener mayor exactitud Su y Chang[10.2] modificaron el empleo de

la ecuación de van der Waals reducida utilizando el volumen reducido ideal. De la ecuación (10-6), $v_R = v_{Ri}/Z_c = v_{Ri}/0.375$; este valor sustituido en (10-7) da

$$p_R = \frac{T_R}{v_{Ri} - 0.125} - \frac{0.422}{v_{Ri}^2} \tag{10-8}$$

que sirve más satisfactoriamente que (10-7) en un intervalo más amplio.

### 10.9 Ejemplo

¿Qué masa de nitrógeno está contenida en un recipiente de 10 pie$^3$ (0.28 m$^3$) a una presión de 840 atm y a 820°R (456 K)? Realice el cálculo usando (a) la ecuación de gas ideal, (b) el factor de compresibilidad, (c) la ecuación de van der Waals, (d) la ecuación de v.d.W. reducida, y (e) la ecuación de v.d.W reducida modificada.

**Solución.** (a) Utilizando $R = 55.1$ pie·lbf/(lb·°R) de la sección B 1, la ecuación de gas ideal da

$$m = \frac{pV}{RT} = \frac{(840)(14.7)(144)(10)}{(55.1)(820)} = 394 \text{ lb} \tag{a}$$

O sea, 178.7 kg.

(b) De la sección B 19 para $p_R = 840/33.5 = 25.1$ y $T_R = 820/227 = 3.61$, obtenemos $Z = 1.6$, donde $p_c = 33.5$ y $T_c = 227$ se han tomado de la sección B 18. Empleando $R = 0.73$ atm·pie$^3$/(lbmol·°R) y la ecuación (10-5) se obtiene

$$n = \frac{pV}{ZRT} = \frac{(840)(10)}{(1.6)(0.73)(820)} = 8.78 \text{ moles} \tag{b}$$

o bien, $m = nM = (8.78)\,(28) = 246$ lb $= 111.6$ kg.

(c) En el caso de la ecuación de van der Waals (10-4B) utilice $a = 346$ y $b = 0.618$ tomados de la sección B 18, y observe que el volumen $v = \bar{v} = 10/n$ pie$^3$/lbmol para $n$ lbmol y $R = 0.73$.

$$p = \frac{RT}{\bar{v} - b} - \frac{a}{\bar{v}^2}$$

$$840 = \frac{(0.73)(820)}{(10/n) - 0.618} - \frac{346}{(10/n)^2} \tag{c}$$

Después de varios ensayos, suponiendo diversos valores de $n$, hallamos que $n = 8.6$ lbmol satisface la ecuación lo más cercanamente posible a lo garantizado por la precisión esperada. Por consiguiente,

$$m = nM = (8.6)(28) = 241 \text{ lb}$$

O sea, 109.3 kg.

(d) Se determinaron las coordenadas reducidas $p_R = 25.1$ y $T_R = 3.61$ en (b), de modo que se resuelve ahora la ecuación (10-7) por aproximaciones sucesivas para determinar $v_R$. Después de varios intentos, suponiendo diversos valores de $v_R$ y una interpolación, comprobamos que $v_R = 0.628$ y hallamos que

$$p_R = \frac{8T_R}{3v_R - 1} = \frac{3}{v_R^2}$$

$$25.1 \approx \frac{(8)(3.61)}{(3)(0.628) - 1} - \frac{3}{(0.628)^2} \approx 25.1 \tag{e}$$

lo cual es suficientemente preciso. Para $\bar{v}$ pie$^3$/lbmol, el número de moles es $n = 10/\bar{v} = 10/(v_c v_R)$, y $m = nM$. Tratándose de $\bar{v}_c = 1.44$, sección B 18, tenemos

$$\text{(f)} \qquad n = \frac{10}{(1.44)v_R} \quad \text{y} \quad m = nM = \frac{(10)(28)}{(1.44)(0.628)} = 310 \text{ lb}$$

O sea, 140.6 kg. Con toda seguridad esta no es una buena respuesta, pero es mejor que la que se obtiene de $pV = mRT$.

(e) Utilizando la ecuación (10-8) de propiedades reducidas modificadas y resolviendo por aproximaciones sucesivas para determinar $v_{Ri}$, se obtiene para $v_{Ri} = 0.235$,

$$\text{(g)} \qquad p_R = \frac{T_R}{v_{Ri} - 0.125} - \frac{0.422}{v_{Ri}^2} \approx \frac{3.61}{0.235 - 0.125} - \frac{0.422}{(0.235)^2} \approx 25.15$$

en comparación con $p_R = 25.1$. Puesto que $v_{Ri} = 0.235 = \bar{v}/(RT_c/p_c)$, se tiene

$$\text{(h)} \qquad \bar{v} = \frac{(0.235)(0.73)(277)}{33.5} = 1.161 \text{ pie}^3\text{/lbmol}$$

Para $n = V/\bar{v} = 10/1.161$ lbmol, se obtiene

$$\text{(i)} \qquad m = nM = \left(\frac{10}{1.161}\right)(28) = 241 \text{ lb}$$

Es decir, 109 kg. Mediante una tabla de propiedades de $N_2$,[0.18] se halla $m = 250$ lb $= 113.4$ kg. Para este caso particular, la conclusión es que el método del factor de compresibilidad de la mejor respuesta (246); las ecuaciones de van der Waals (10-4) y (10-8) concuerdan bastante bien (dan 241), pero las otras discrepan considerablemente.

## 10.10 DESVIACION DE ENTALPIA

Consideremos una sustancia en estado de gas ideal ($p \to 0$), por ejemplo, $p^\circ$ y $T^\circ$. Supóngase que su estado se cambia a $T = C$ hasta que la presión es $p$. La diferencia entre su entalpia real $h$ y la entalpia $h^*$ que tendría *si hubiera permanecido como gas ideal* se llama ***desviación de entalpia*** (también denominada a veces *entalpia residual*). En la figura 10/4, consideremos que la sustancia en el estado 1°; la isoterma *real* es como se indica, por ejemplo, hasta el punto 1; pero si fuera un gas ideal, el cambio de entalpia habría sido cero [$h = f(T)$] y en el estado final a la presión $p_1$ sería 1*. La desviación de entalpia es $\Delta h_{d1} = [h_1^* - h_1]_T$. La simbolización es: 1°, 2° representa estados de referencia del gas ideal; $h_1^\circ$, $s_1^\circ$, por ejemplo, indican estas propiedades en tal estado; 1*, 2*, representan estados de un gas ideal correspondiente en un estado distinto del de referencia; $h_1^*$, $s_1^*$, y así sucesivamente, simbolizan propiedades de este gas hipotético a $p_1$ y $T_1$; $h_1^\circ = h_1^*$ y $T_1^\circ = T_1^*$. Dado un gas imperfecto que cambia desde el estado 1 hasta el estado 2, figura 10/4, se desea evaluar $\Delta\bar{h} = \bar{h}_2 - \bar{h}_1$. Este $\Delta\bar{h}$ se puede determinar por: 1) hallando $\Delta\bar{h}_{d1}$ de tablas o diagramas (pasando de un estado real a un estado de gas ideal); 2) determinando $\Delta\bar{h}^*$, el cambio de entalpia del gas ideal entre los estados especificados; 3) encontrando $\Delta\bar{h}_{d2}$ (al

pasar de un estado de gas ideal en 2 al de gas real en 2). Estas cantidades luego se manejan como sigue, a lo largo de la trayectoria mostrada en la figura 10/4:

$$\Delta\bar{h} = \bar{h}_2 - \bar{h}_1 = (\bar{h}_1^* - \bar{h}_1) + (\bar{h}_2^\circ - \bar{h}_1^\circ) + (\bar{h}_2 - \bar{h}_2^*)$$

$$= \Delta\bar{h}_{d1} + \int C_p^* dT - \Delta\bar{h}_{d2} = \Delta\bar{h}_{d1} + \Delta\bar{h}^* - \Delta\bar{h}_{d2} \tag{10-9}$$

[DIAGRAMA] [GAS IDEAL] [DIAGRAMA]

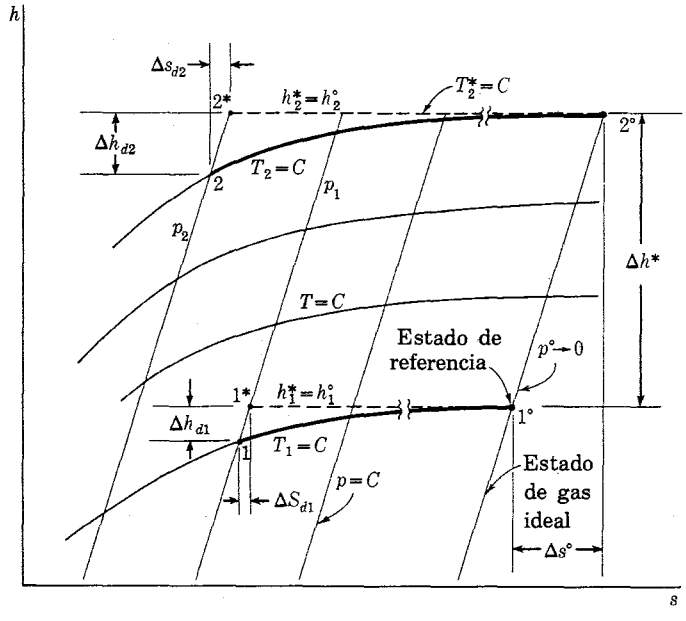



**Fig. 10/4.** *Gas con coeficiente de Joule-Thompson positivo.*

donde $\bar{h}^\circ = \bar{h}^*$ se toman de las *Tablas de Gas* si es necesario, o bien, la integral $\int C_p^* dT$ pueden ser evaluada para un cierto valor medio $C_p^*$ adecuando al intervalo de temperatura, o por medio de una función de $T$, como en la Tabla I.

**(a)** $\Delta\bar{h}_d = \bar{h}^* - \bar{h} = (T_c) \times$ (lectura del diagrama), obtenida de las secciones B 20 y B 21, en Btu/lbmol.

Aun cuando el principio de estados correspondientes tiene defectos, se puede aplicar ventajosamente para obtener desviaciones de propiedades reales a partir de las propiedades correspondientes del gas ideal, la teoría de lo cual se da en el Capítulo 11 (§11.13 y §11.18). Las secciones B 20 y B 21 dan las desviaciones de entalpia $\Delta\bar{h}_d$ en función de $p_R$, $T_R$ para $Z_c = 0.27$. Es de esperar que el error a partir de estos diagramas aumentará a medida que crezca la variación de $Z_c$ con respecto a 0.27.

Las referencias [1.13] y [10.8] dan factores de corrección para gases cuyo valor de $Z_c$ es significativamente distinto de 0.27, y quienes deseen respuestas algo mejores para problemas de ingeniería (mediante este enfoque) deben consultar una de estas obras.

## 10.11 DESVIACION DE ENTROPIA

En su mayor parte las mismas observaciones se aplican tanto a la entropía como a la entalpia en lo que respecta al empleo de un estado de gas ideal y propiedades generalizadas

para determinar el cambio real de entropía. En consecuencia, por comparación con la figura 10/4 podemos escribir [ver la ecuación (11-21)] para 1 mol,

$$\textbf{(a)} \quad \Delta\bar{s} = \bar{s}_2 - \bar{s}_1 = (\bar{s}_1^* - \bar{s}_1) + (\bar{s}_1^\circ - \bar{s}_1^*)_T + (\bar{s}_2^\circ - \bar{s}_1^\circ)_p + (\bar{s}_2^* - \bar{s}_2^\circ)_T + (\bar{s}_2 - \bar{s}_2^*)$$

$$= \Delta\bar{s}_{d1} - \bar{R}\ln\frac{p^\circ}{p_1} + \int_{1^\circ}^{2^\circ} C_p^*\frac{dT}{T} - \bar{R}\ln\frac{p_2}{p^\circ} - \Delta\bar{s}_{d2}$$

$$(10\text{-}10) \quad \Delta\bar{s} = \Delta\bar{s}_{d1} + \bar{\phi}_2 - \bar{\phi}_1 - \bar{R}\ln\frac{p_2}{p_1} - \Delta\bar{s}_{d2} = \Delta\bar{s}_{d1} + \Delta\bar{s}^* - \Delta\bar{s}_{d2}$$

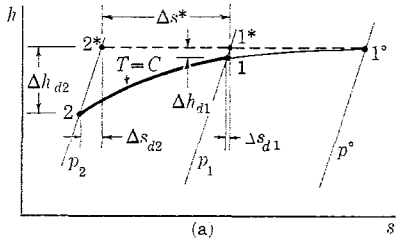
[DIAGRAMA] [GAS IDEAL] [DIAGRAMA]

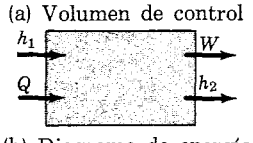
donde hemos utilizado la ecuación (6-13) en el caso del cambio de entropía del gas ideal; $\Delta\bar{\phi} = \int C_p dT/T$ se puede hallar en las *Tablas de Gas* para algunos gases, o bien, la integral puede evaluarse con un valor medio adecuado de $C_p$ o con $C_p$ como función de $T$. Los valores de $\Delta\bar{s}_d \equiv s^* - s$ están dados en las secciones B 22 y B 23 para $Z_c = 0.27$.

Diagramas (o tablas) generalizados se han elaborado para otras propiedades incluyendo la energía interna, la densidad, el calor específico y la fugacidad; y, desde luego, pueden ser construidos para cualquier propiedad. Consideremos que los correspondientes a entalpia y entropía serán nuestros ejemplos de este enfoque. Si se desea la entropía absoluta de un gas imperfecto se comienza con un valor conocido, como en la sección B 11, y se utiliza la ecuación (6-15).

## 10.12 Ejemplo—Proceso isotérmico

En una etapa durante la compresión de aire, este gas entra a $p_1 = 40$ atm y $T_1 = 520°$R (289 K). Si se comprime isotérmicamente hasta 220 atm en un proceso reversible de flujo estacionario, ¿qué trabajo será realizado en Btu/lb ($\Delta K = 0$)? ¿Cuánto vale el calor transmitido? Vea figura 10/5.




(a) Volumen de control

(b) Diagrama de energía

**Fig. 10/5.**

**Solución.** De las ecuaciones (4-16) y (4-15), la cual es $T\,ds = dh - v\,dp$, tenemos que $W = -\int v\,dp$ y

$$\textbf{(a)} \quad W = -\int v\,dp = \int(-dh + T\,ds) = h_1 - h_2 + T(s_2 - s_1)$$

que incidentalmente es igual a $-\Delta G$ (§5.24); la ecuación **(a)** también proviene de manera directa del diagrama de energía. Por lo tanto, se necesita evaluar sólo las propiedades indicadas en **(a)** para calcular el trabajo. De la sección B 16 en el caso del aire: $T_c = 239°$R (133 K), $p_c = 37.2$ atm, $v_c = 1.33$ pie$^3$/lbmol y $Z_c = 0.284$.

$$\textbf{(b)} \quad p_{R1} = \frac{40}{37.2} = 1.075 \qquad p_{R2} = \frac{220}{37.2} = 5.92 \qquad T_R = \frac{520}{239} = 2.175$$

Utilizando las secciones B 21 y B 23, se tiene

(c) $\Delta\bar{h}_{d1} = T_c(0.4) = (239)(0.4) = 96$ Btu/lbmol.

(d) $\Delta\bar{h}_{d2} = (239)(2) = 478$ Btu/mol

(e) $\Delta\bar{s}_{d1} = 0.16; \quad \Delta\bar{s}_{d2} = 0.85$ Btu/(lbmol·°R)

(f) $\Delta\bar{h}^* = 0$, porque $T = C$ [Fig. 10/5]

(g) $\Delta\bar{s}^* = \Delta\bar{\phi} - \bar{R} \ln \dfrac{p_2}{p_1} = 0 - 1.986 \ln \dfrac{220}{40} = -3.3854$ Btu/(lbmol·°R)

(h) $\Delta\bar{h} = \Delta\bar{h}_{d1} - \Delta\bar{h}_{d2} = 96 - 478 = -382$ Btu/lbmol

(i) $T\,\Delta\bar{s} = T(\Delta\bar{s}_{d1} + \Delta\bar{s}^* - \Delta\bar{s}_{d2}) = (520)(-4.07) = -2\,116$ Btu/lbmol

(j) $W = -\Delta h + T\,\Delta s = \dfrac{+382 - 2\,116}{29} = -59.8$ Btu/lb

O sea, $W = -33.2$ kcal/kg. En el caso del aire, la masa molecular equivalente es $M \approx 29$ lb/lbmol. El calor es $T\,\Delta s$, o bien, $Q = -2\,116/29 = -73$ Btu/lb $= -40.5$ kcal/kg. (Tratándose de un gas ideal a $T = C$, entonces $W = Q = T\,\Delta s$.) Como punto de interés, hallamos por tablas[0.18] $\Delta\bar{s} = -4.09$ Btu/(lbmol·°R) y $\Delta\bar{h} = -382$ Btu/(lbmol), lo que es una concordancia total, pero en este caso fortuita, con los resultados obtenidos del diagrama. Si se supone que la ecuación de van der Waals es aplicable, $W$ se podría obtener de la ecuación **(a)**, §10.4, menos $\Delta pv$. También, si el proceso dado ha sido un isotérmico reversible *sin flujo* $W = \int (T\,ds - du)$; y $\Delta u$ se podría haber obtenido por la expresión $\Delta u = \Delta h - \Delta(pv)$, donde $\Delta(pv) = R\,\Delta(ZT)$ se halla con ayuda de los diagramas de compresibilidad.

## 10.13 Ejemplo—Proceso de estrangulación

Gas metano se somete a un proceso de estrangulación desde el estado 1 a 100 atm y 520°R (289 K) hasta $p_2 = 10$ atm. (Ver §11.19.) Calcular su temperatura final y el cambio de entropía. En el caso de este intervalo de temperatura, considerar $C_p = 7.95 + 6.4T^4/10^{12}$ Btu/(lbmol·°R) a baja presión.

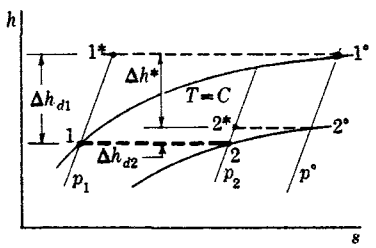



**Fig. 10/6.** Cuando una curva isentálpica en el plano *Tp* tiene pendiente negativa, la temperatura desciende durante la estrangulación; ver figura 11/4.

**Solución.** El proceso se indica por 1-2 en la figura 10/6. El método básico de resolución es suponer valores diferentes de $T_2$ hasta que el cambio $\Delta h$, ecuación (10-9), sea cero; podríamos estar en condiciones de que fuera aceptable un valor de interpolación. De la sección B 16: $T_c = 344$°R (191 K), $p_c = 45.8$ atm, $Z_c = 0.29$; por consiguiente, $T_{R1} = 520/344 = 1.51$, $p_{R1} = 100/45.8 = 2.18$; $\Delta h_{d1} = T_c(2.08) = (344)(2.08) = 716$ Btu/lbmol; $p_{R2} = 10/45.8 = 0.218$.

Supongamos que $T_2 = 445°R$ (247 K); luego entonces $T_{R2} = 445/344 = 1.29$; de la sección B 20, $\Delta h_{d2} = T_c\,(0.25) = (344)\,(0.25) = 86$ Btu/lbmol;

$$\text{(a)}\quad \Delta h^* = \int C_p\,dT = \int \left(7.95 + \frac{6.4T^4}{10^{12}}\right) dT = \left[7.95T + \frac{6.4T^5}{5 \times 10^{12}}\right]_{520}^{445} = -622.4 \text{ Btu/lbmol}$$

Sustituyendo en la ecuación (10-9) se obtiene

$$\text{(b)}\qquad \Delta h = \Delta h_{d1} + \Delta h^* - \Delta h_{d2} = 716 - 622.4 - 86 = +7.6 \text{ Btu/lbmol}$$

Considerando las magnitudes relativas de estos números hemos llegado probablemente (por coincidencia y en virtud de la imposibilidad de evaluar con precisión pequeños cambios en las desviaciones empleando los diagramas) a una respuesta tan buena como la que se puede obtener con los medios disponibles. Sin embargo, para ilustrar el procedimiento, seguiremos adelante. Suponga que $T_2 = 440°R$ (244 K); luego entonces $T_{R2} = 440/344 = 1.28$; $\Delta \bar{h}_{d2} = T_c\,(0.26) = (344)(0.26) = 89.5$ Btu/lbmol.

$$\text{(c)}\qquad \Delta \bar{h}^* = \left[7.95T + \frac{6.4T^5}{5 \times 10^{12}}\right]_{520}^{440} = -663.5 \text{ Btu/lbmol}$$

$$\text{(d)}\qquad \Delta \bar{h} = \Delta \bar{h}_{d1} + \Delta \bar{h}^* - \Delta \bar{h}_{d2} = 716 - 663.5 - 89.5 = -37 \text{ Btu/lbmol}$$

Por interpolación se llega a $T_2 = 444°R$ (247 K), o bien, $-16°F$ ($-27°C$), redondeando al entero más próximo. En el caso de la entropía de las secciones B 22 y B 23: para $T_{R2} = 444/344 = 1.29$. $\Delta \bar{s}_{d2} = 0.16$; $\Delta \bar{s}_{d1} = 1.13$ Btu/(lbmol·°R).

$$\text{(e)}\qquad \Delta \bar{s}^* = \int C_p^* \frac{dT}{T} - \bar{R} \ln \frac{p_2}{p_1} = \int \left(7.95 + \frac{6.4T^4}{10^{12}}\right) \frac{dT}{T} - \bar{R} \ln \frac{10}{100}$$

$$= \left[7.95 \ln T + \frac{6.4T^4}{4 \times 10^{12}}\right]_{520}^{444} + 4.573 = +3.19 \text{ Btu/(lbmol·°R)}$$

Utilizando la ecuación (10-10) para $\Delta s$ y $M = 16.03$ lb/lbmol, se tiene

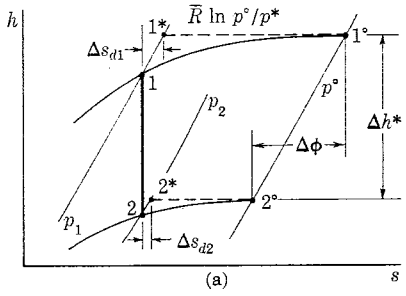
$$\text{(f)}\qquad \Delta s = \frac{1}{16.03}\,(1.13 + 3.19 - 0.16) = 0.259 \text{ Btu/lb·°R}$$

O sea, 0.259 kcal/kg·K. Por tablas[0.18] se obtiene $T_2 = 437°R$ (243 K), en números redondos.

## 10.14 Ejemplo—Proceso isentrópico

Se ha decidido investigar una situación de baja temperatura relacionada con la licuefacción de gases. Aire a 300 atm y 450°R (250 K) entra a una turbina y se expande hasta $p_2 = 30$ atm. Supo-

niendo un proceso isentrópico, calcular la temperatura final y el trabajo realizado ($\Delta K = 0$). Ver figura 10/7.



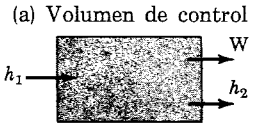




**Fig. 10/7.**

**Solución.** El procedimiento general es suponer la temperatura $T_2$ hasta hallar que $\Delta s$ de la ecuación (10-10) vale cero; $\Delta\bar{s}_{d1}$ y el término logarítmico se pueden evaluar desde el principio.

**(a)** $$-\bar{R} \ln \frac{p_2}{p_1} = 1.986 \ln \frac{p_1}{p_2} = 1.986 \ln \frac{300}{30} = 4.573 \text{ Btu/lbmol·°R)}$$

En el caso de $p_c = 37.2$ atm y $T_c = 239°\text{R}$ (133 $K$) se obtiene

**(b)** $$p_{R1} = \frac{300}{37.2} = 8.07 \quad \text{y} \quad T_{R1} = \frac{450}{239} = 1.88$$

Estos valores y el de la sección B 23 dan $\Delta\bar{s}_{d1} = 1.32$ Btu/(lbmol·°R). Consideremos que $T_2 = 235°\text{R}$ (131 K); entonces $T_{R2} = 235/239 = 0.984$; $p_{R2} = 30/37.2 = 0.807$. De la sección B 22, encontramos que el punto deseado está entre la curva $T_R = 1$ y la línea de vapor saturado. De la información técnica disponible se obtiene que la temperatura de saturación del aire a 30 atm es aproximadamente 230°R (128 K); el valor correspondiente de $T_{Rs}$ es 230/239 = 0.964, que es el de la temperatura reducida en la curva de saturación y $p_R = 0.807$, sección B 22. Este conocimiento permite una localización gráfica del punto donde $T_{R2} = 0.984$; de lo cual $\Delta s_{d2} = 2.3$ Btu/(lbmol·°R).

De la tabla del aire, se obtiene $\Delta\phi = 0.40163 - 0.5571 = -0.1555$ Btu/(lb·°R) desde 450°R hasta 235°R, o bien $-(29)\ (0.1555) = -4.51$ Btu/(lbmol·°R). Sustituyendo los valores calculados en la ecuación (10-12) se obtiene

**(c)** $$\Delta\bar{s} = 1.32 + (-4.51) + 4.573 - 2.3 = -0.91 \text{ Btu/(lbmol·°R)}$$

el signo negativo indica que 235°R (131 K) resulta demasiado bajo. Después de dos cálculos más como el anterior y una interpolación, se obtiene $T_2 = 247°\text{R}$ (137 K), valor que no es muy superior a $T_c = 239°\text{R}$ (133 K); para tal valor $T_{R2} = 247/239 = 1.032$. Luego se pasa a las secciones B 20 y B 21, se utiliza $\Delta h^*$ de la tabla de aire y se halla $W = -\Delta h$, como sigue. Por la ecuación (10-9) en Btu/lb,

**(d)** $$\Delta h = \Delta h_{d1} + \Delta h^* - \Delta h_{d2}$$

$$= \frac{(2.72)(239)}{29} + (58.92 - 107.5) - \frac{(2.3)(239)}{29} = -45.1 \text{ Btu/lb}$$

o bien, $W = +45.1$ Btu/lb $= +250$ kcal/kg. La desviación neta de la entalpia vale aproximadamente 3.5 Btu/lb en este caso; pero con la corrección, el resultado final concuerda aceptablemente con el valor de $\Delta h$ obtenido de un diagrama $Tc$ para el aire.

## 10.15 FUGACIDAD Y DIAGRAMA DE COEFICIENTE DE FUGACIDAD GENERALIZADO

Ha llegado el momento de definir otra propiedad termodinámica, la fugacidad $f$. Más adelante (ver Capítulo 13) asumirá un papel importante cuando se estudien mezclas que no sean gases ideales y que puedan experimentar un proceso químico —por ejemplo, una mezcla combustible de gasolina y aire (o sea, aire carburado).

La fugacidad es por definición una seudopresión que toma en cuenta la no idealidad de un gas, y tiene las unidades de presión. Una ecuación que es normal en el caso de gases ideales se puede emplear para gases reales por medio de la sustitución de la fugacidad $f$ en vez de la presión $p$.

Para desarrollar el concepto de fugacidad utilizaremos la función de Gibbs $G = h - Ts$ en la forma diferencial

**(a)**
$$\begin{aligned} dG &= dh - T\,ds - s\,dT \\ &= du + p\,dv + v\,dp - T\,ds - s\,dT \\ &= v\,dp - s\,dT \quad \text{donde } T\,ds = du + p\,dv \end{aligned}$$

A temperatura constante, la ecuación **(a)** será

**(b)**
$$dG_T = v dp_T$$

En el caso de un gas ideal ($pv = RT$), la ecuación **(b)** queda

**(c)**
$$dG_T = \frac{RT}{p}\,dp_T = RT\,d(\ln p)_T$$

Tratándose de un gas real con $pv = ZRT$

**(d)**
$$dG_T = \frac{ZRT}{p}\,dp_T = ZRT\,d(\ln p)_T$$

También es posible explicar el efecto del gas real utilizando la fugacidad $f$ en lugar de la presión $p$ en la ecuación **(c)** y se obtiene

**(e)**
$$dG_T = RT\,d(\ln f)_T$$

donde se debe observar que

**(f)**
$$\lim_{p \to 0} (f/p) = 1$$

Ahora consideremos un gas que experimenta un proceso isotérmico desde una presión baja ($pv = RT$) hasta una presión alta ($pv = ZRT$); tengamos en cuenta el cambio en la función de Gibbs para este proceso.

**(g)**
$$dG_T = ZRT\,d(\ln p)_T = RT\,d(\ln f)_T$$

o bien,

$$Z\,d(\ln p)_T = d(\ln f)_T$$

Además, se observa que

**(h)** $$dp/p = dp_R/p_R \quad \text{donde } p_R = p/p_c$$

y

$$d(\ln p) = d(\ln p_R)$$

de lo cual se deduce que

**(i)** $$Z\, d(\ln p_R)_T - d(\ln p_R)_T = d(\ln f)_T - d(\ln p)_T$$

$$(Z - 1)\, d(\ln p_R)_T = d(\ln f/p)_T$$

y

$$\int d(\ln f/p)_T = \int (Z - 1) d(\ln p_R)_T$$

o bien,

**(j)** $$\ln(f/p)_T = [(Z - 1) d(\ln p_R)_T$$

Aquí vemos que cuando $p \to 0$, entonces $Z \to 1$, y el segundo miembro de la ecuación **(j)** se hace cero; por consiguiente, $f \to p$. Por integración entre $p = 0$ (para un gas ideal) y un valor de $p$ conocido, se puede obtener el valor de $f/p$, el *coeficiente de fugacidad*. Es posible hallar gráficamente el factor de compresibilidad $Z$ en el caso de una temperatura cualquiera a partir del diagrama de compresibilidad generalizado. De la ecuación **(j)** se obtiene el diagrama de fugacidad generalizado; ver la figura 10/8 y la sección B 37.

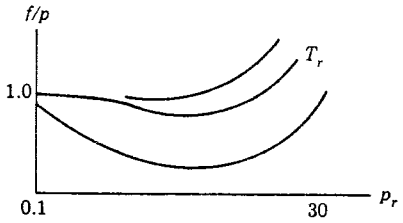



**Fig. 10/8.** *Ilustración del diagrama de coeficiente de fugacidad generalizado.*

## 10.16 Ejemplo—Proceso isotérmico

El metano se comprime reversible e isotérmicamente en un compresor rotatorio de acción directa con flujo estacionario y estado estable desde 101 kPa abs., 277 K hasta 23 210 kPa abs. Para el proceso, $\Delta P = 0$ y $\Delta K = 0$. Evaluar el trabajo $W_{SF}$ (con flujo constante, o sea *SF*) por kgmol de metano fluyente. Ver la figura 10/9.

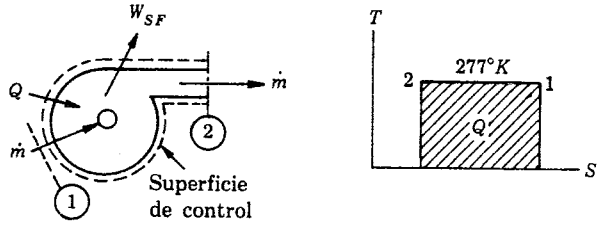



**Fig. 10/9.** *Bomba rotatoria de acción directa y su diagrama Ts.*

**Solución.** En el caso del proceso, $P_1 + K_1 + h_1 + Q = P_2 + K_2 + h_2 + W_{SF}$

$$\begin{aligned} W_{SF} &= h_1 - h_2 + Q \\ &= h_1 - h_2 + T(s_2 - s_1) \\ &= (h_1 - T_1 s_1) - (h_2 - T_2 s_2) \\ &= G_1 - G_2 = -\Delta G_T \\ p_{R1} &= p_1/p_c = 101/4\,642 = 0.022 \end{aligned}$$

donde de la sección B 18, $p_c = 45.8$ atm $= 4\,642$ kPa abs., y $T_c = 344°\text{R} = 191$ K

$$p_{R2} = 23\,210/4\,642 = 5$$

$$T_{R1} = T_{R2} = 277/191 = 1.45$$

De la sección B 37, $f_1/p_1 = 1.0$, $f_2/p_2 = 0.7$

y

$$f_1 = (1)(101) = 101 \text{ kPa abs}$$

$$f_2 = (0.7)(23\,210) = 16\,274 \text{ kPa abs}$$

$$W_{SF} = (8.3143)(277) \ln 101/16\,247 = -11\,701 \text{ kJ/kgmol}$$

donde

$$W_{sF_T} = -\Delta G_T = \bar{R}T \ln f_1/f_2$$

## 10.17 CONCLUSION

Los ejemplos de este capítulo y gran parte de los problemas en el libro de *Problemas* se refieren a sustancias para las que se dispone de propiedades tabuladas. Hay dos motivos para tales selecciones. Primero, aunque suelen hallarse tablas de propiedades en la información técnica, pueden no ser fácilmente adquiribles, o no estar a disposición del ingeniero. En segundo lugar, y quizá lo más importante para los fines pedagógicos, la oportunidad de comparar las respuestas obtenidas por los procedimientos de este capítulo con los valores directamente deducidos del experimento ayudará a adquirir confianza en un conjunto de casos, lo que es el primer paso para lograr el conocimiento fundamental necesario para el criterio de ingeniería.

Es innecesario advertir contra la deducción de conclusiones generales. Por ejemplo, una noción común es que, a $p = C$, los gases tienden a comportarse en forma casi ideal a medida que aumenta la temperatura; aunque esto se cumple en la mayoría de los casos reales, un examen de la sección B 19 demostrará que no siempre es cierto.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**10.1** Dos constantes, $a$ y $b$, están incluidas en la ecuación de estado de van der Waals. Describa el significado de cada una.

**10.2** La ecuación de estado de van der Waals es

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$

donde $a$ y $b$ son constantes. Su isoterma crítica

tiene un punto de inflexión en el punto crítico. **(a)** Demuestre que las expresiones para estas constantes deben ser: $a = 9RT_c v_c/8 = 3p_c v_c^2$, $b = v_c/3$. **(b)** Calcule los valores aproximados de las constantes $a$ y $b$ para el combustible octano $C_8H_{18}$, y compare los resultados con los valores de $a$ y $b$ hallados en la sección B 18.

**10.3** Igual que el problema **10.2** excepto que la ecuación de estado es la de Redlich-Kwong:

$$\left[p + \frac{a}{T^{0.5}\, v(v + b)}\right](v - b) = RT$$

Las constantes son $a = 0.4278\ R^2T_c^{2.5}/p_c$, $b = 0.0867\ RT_c/p_c$ y el combustible es butano $C_4H_{10}$.

**10.4** Modificando las expresiones para las constantes respectivas $a$ y $b$, determine el factor de compresibilidad en el punto crítico $Z_c = p_c v_c/RT_c$ para un gas cuya ecuación de estado es **(a)** la de van der Waals, o bien, **(b)** la de Redlich-Kwong. **(c)** Calcule el valor $Z_c$ para estos dos gases sustituyendo valores de las propiedades críticas de un gas dado (por ejemplo, aire), directamente en la expresión; ver valores en la sección B 18. **(d)** Compare todos los resultados con los valores de $Z_c$ dados en la citada sección B 18.

**10.5** La presión y la temperatura de un fluido dado son 100 atm y 633 K, respectivamente. Obtenga el factor de compresibilidad y la densidad si el fluido es **(a)** nitrógeno, **(b)** amoniaco, **(c)** heptano. **(d)** Compare cada densidad con la obtenida suponiendo que el gas es ideal.

**10.6** Se requieren por lo menos 20 kg de vapor de agua a 600 bar y 750°C para realizar un experimento; se dispone de un tanque de almacenamiento de 140 lit de servicio pesado. Determine si la capacidad de este tanque es la adecuada empleando **(a)** la teoría del gas ideal, **(b)** el factor de compresibilidad, **(c)** la ecuación de van der Waals, **(d)** el diagrama de Mollier, sección B 16 (SI).

**10.7** La ecuación de estado de Berthelot es

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{Tv^2}$$

donde $a$ y $b$ son constantes. (Ver los problemas **10.9** y **10.27**). Demuestre que para satisfacer el requisito de que la isoterma crítica debe tener un punto de inflexión en el punto crítico,

$$a = \frac{27}{64}\frac{R^2T_c^2}{p_c} \quad \text{y} \quad b = \frac{RT_c}{8p_c}$$

Indique todos los pasos necesarios para llevarla a la forma virial

$$pv/(RT) = 1 + (b - a/T^2)/v + b^2/v^2 + b^3/v^3 + \ldots$$

**10.8** Se almacena nitrógeno en un tanque de 0.425 $m^3$ a 560 atm y 456 K. Determine la masa de nitrógeno en el tanque utilizando **(a)** la teoría del gas ideal, **(b)** el factor de compresibilidad, **(c)** la ecuación de van der Waals.

*Resp.* **(a)** 178, **(b)** 132, **(c)** 132.3 kg.

**10.9** Un hospital requiere que se disponga en cualquier tiempo de 225 kg de oxígeno para uso medicinal. El oxígeno está almacenado en tanques o cilindros de 100 lit a 272 atm, 300 K. Calcule el número de cilindros necesario con base en **(a)** $pv = RT$, **(b)** $pv = ZRT$, **(c)** la ecuación de van der Waals, **(d)** la ecuación de Berthelot, **(e)** la ecuación de Redlich-Kwong. ¿Cuál respuesta considera usted que es la más exacta?

**10.10** Determine la densidad del aire a 13.79 MPa abs. y 172.8 K, utilizando **(a)** $pv = RT$, **(b)** $pv = ZRT$, **(c)** la ecuación de van der Waals. **(d)** ¿Cuál de las tres respuestas cree usted que es la más exacta?

*Resp.* **(a)** 278.2, **(b)** 415.8, **(c)** 398 $kg/m^3$.

**10.11** Se almacena nitrógeno a 200 atm, 335 K. Obtenga su densidad empleando **(a)** la ecuación de Dieterici reducida, **(b)** la ecuación de Dieterici reducida modificada, **(c)** la teoría del gas ideal, **(d)** el factor de compresibilidad. ¿Cuál de las respuestas anteriores es la más exacta? La ecuación de Dieterici es $p(v - b) \cdot e^{a/RTv} = RT$.

**10.12** **(a)** Integre la expresión $\int p\, dv$ para un fluido de la ecuación de van der Waals que experimenta un proceso isobárico sin flujo. **(b)** Considere que el fluido tiene propiedades similares a las del butano $C_4H_{10}$ y calcule el trabajo sin flujo de 1 kgmol al expandirse isobáricamente desde 75 atm, 850 K hasta 2 778 K.

**10.13** Una turbina ideal recibe nitrógeno a 300 atm y 500 K, y este gas se expande con flujo constante hasta 5 atm; el gasto o flujo es de 2 kg/seg. Suponga que el nitrógeno obedece la ecuación de estado de Redlich-Kwong y calcule la potencia de salida de la turbina. Ver en la Tabla I el calor específico $c_p$ del nitrógeno.

**10.14** **(a)** Transforme la ecuación de estado de van der Waals a las coordenadas reducidas. Ver **10.2.** **(b)** Modifique esta ecuación reducida

introduciendo el volumen crítico ideal $v_{ci} = RT_c/p_c$ y el volumen reducido ideal $v_{Ri} = v/v_{ci}$. **(c)** Obtenga una expresión para el factor de compresibilidad $Z = pv/RT$ con base en la ecuación reducida de van der Waals.

**10.15** Igual que el problema **10.14** excepto que la ecuación de Berthelot ha de ser transformada y luego modificada. Ver el problema **10.7.**

**10.16** Se calienta, a presión constante, vapor saturado a 200 bar hasta 650°C. Utilizando las desviaciones de entalpia apropiadas, determine $\Delta h$, el calor suministrado, $\Delta s$, y el volumen específico en el estado 2. Compare los resultados con los valores obtenidos del diagrama de Mollier, B 16 (SI).

**10.17.** En un proceso de estrangulación interviene 2.27 kg/s de nitrógeno desde 200 atm, 200 K hasta 15 atm; la temperatura del receptor frío es $t_0 = 15.6$°C. Calcule **(a)** la temperatura final, **(b)** $\Delta S$, **(c)** el cambio en la disponibilidad termodinámica. Para este intervalo de temperatura, utilice $c_p$ de la sección B 1.

*Resp.* (aprox.) **(a)** 139 K, **(b)** 0.5448 kJ/K·s, **(c)** −356 kJ/s.

**10.18** Demuestre que la fugacidad de un gas de van der Waals está dada por la expresión

$$\ln f = -\ln (v - b) - \frac{2a}{RTv} + \frac{b}{v - b}$$

**10.19** El agua enfriada de un bebedero, por ejemplo, a 1 atm y 283 K, representa un estado de líquido comprimido. Demuestre que la fugacidad de este líquido es aproximadamente igual a su fugacidad en su estado de saturación a la misma temperatura.

**10.20** Una estación de recompresión ("booster") Comprime 50 kg/seg de metano desde 14 atm, 285 K hasta 92 atm en un proceso isotérmico reversible de flujo constante y estado estacionario. Utilice el diagrama de coeficiente de fugacidad generalizado (sección B 37) y calcule el trabajo de compresión y el calor transmitido. Resuelva luego el problema valiéndose de la teoría del gas ideal y compare las respuestas.

**10.21** Escriba un programa de computadora para un gas de van der Waals empleando su forma virial, y considere que la entalpia $h$ y la entropía $s$ se calculan a las presiones y temperaturas seleccionadas. Considere también la variación del calor específico utilizando la expresión $c_p = \alpha + \beta T + \gamma T^2$.

## UNIDADES TECNICAS

**10.22** La relación de propiedades $(pv/TR) = Z$ se conoce como factor de compresibilidad para una sustancia dada. Tratándose de un gas ideal, $Z \equiv 1$ en cualquier estado. **(a)** Determine el factor de compresibilidad $Z_c$ para un gas de van der Waals en el punto crítico. **(b)** Utilizando este valor de $Z_c$, escriba de nuevo las expresiones para las constantes $a$ y $b$ excluyendo la propiedad $v_c$. Vea el problema **10.2.**

**10.23** Igual que el problema **10.22**, excepto que se emplea el gas de Redlich-Kwong. Ver el problema **10.3**.

**10.24** Un estudio de los diagramas de compresibilidad, secciones B 19 a B 21, revelará que ciertas combinaciones de $p_R$ y $T_R$ producirán factores de compresibilidad de $Z \equiv 1$, como si el gas fuera ideal. **(a)** Enumere varias de estas combinaciones a partir de la sección B 20. **(b)** ¿Cuál será el estado ($p$ psia, $t$°F) de un fluido dado (no ideal) para que se tenga $Z \equiv 1$ si dicho fluido es aire, amoniaco o helio?

**10.25** En un estado donde la presión es 30 atm se observa un factor de compresibilidad de 0.8. Determine la temperatura y el volumen molar si la sustancia es **(a)** aire, **(b)** hidrógeno, **(c)** etileno.

*Resp.* **(a)** −187.5°F, (−127.7°C), 5.35 pie$^3$/mol.

**10.26** Vea la §10.3 y deduzca la forma virial de la ecuación de estado de Redlich-Kwong.

**10.27** Calcule la densidad del aire a 4 000 psia (280 kgf/cm$^2$ abs.) y 1 040°F (560°C) **(a)** considerándolo como un gas ideal, **(b)** como gas de Berthelot (vea **10.7**), **(c)** haciendo uso de la relación $pv = ZRT$.

*Resp.* **(a)** 7.20, **(b)** 6.51, **(c)** 6.55 lb/pie$^3$.

**10.28** Las tablas de vapor sobrecalentado indican que a 5 500 psia (385 kgf/cm$^2$ abs.) y 1200°F (649°C) la densidad del vapor de agua es de 6.6 lb/pie$^3$ (105.7 kg/m$^3$). Determine el error en porcentaje que ocurre si la densidad se calcula utilizando **(a)** la ecuación de van der Waals reducida modificada, o bien **(b)** la teoría del gas ideal.

*Resp.* **(a)** 7.73%, **(b)** 15.60%.

**10.29** Calcule la presión de 5 lb (2.27 kg) de monóxido de carbono contenido en 0.5 pie$^3$ (.014 m$^3$) a 40°F (4.4°C), empleando **(a)** $pv = RT$, **(b)** $pv = ZRT$, y **(c)** la ecuación de van der Waals.

*Resp.* **(a)** 1 915, **(b)** 1 825, **(c)** 1 780 psia.

**10.30** Gas metano a 42 kgf/cm$^2$ abs. y 38°C fluye por una tubería a razón de 283 m$^3$/min. Determine el flujo de masa utilizando **(a)** la teoría

del gas ideal, **(b)** el factor de compresibilidad, **(c)** la ecuación de Redlich-Kwong.

**10.31** Si 2.5 kg de etano están contenidos en un tanque de 30 lit a 27°C, calcule la presión por medio de la ecuación de Berthelot reducida, y compare este valor con el obtenido por la teoría del gas ideal y el factor de compresibilidad.

**10.32** Una cierta cantidad de oxígeno inicialmente a 1 000 psia (70 kgf/cm$^2$ abs.) y 0.4 pie$^3$/lb. (.025 m$^3$/kg) experimenta un proceso isotérmico hasta $p_2 = 200$ psia (14 kgf/cm$^2$ abs.). Si el proceso es de flujo constante con $\Delta K = -2$ Btu/lb (−1.111 kcal/kg) y se realiza de acuerdo con la ecuación de Berthelot **(10.7)**, determine $a$, $b$, $-\int v\,dp$ y el trabajo por unidad de tiempo. El flujo de masa es de 16 lb/seg (7.26 kg/seg).

*Resp.* 96 400, 0.506, 1 370 atm·pie$^3$/lbmol, 2 000 kW.

**10.33** **(a)** ¿Cuánto valen la entalpia y la energía interna de $N_2$ a 200 K y 70 atm, valores medidos con respecto al gas ideal (valor base igual a cero) a 0 K y 1 atm? **(b)** ¿Cuánto valdrá la entropía absoluta del $N_2$ a 200 K y 70 atm? Utilice los diagramas de desviación de entalpia.

**10.34** Una turbina de gas recibe 1 lb/seg, (0.45 kg/seg) de aire a 300 atm, 450°R (250 K), y lo expande reversiblemente hasta 30 atm en un proceso de flujo constante adiabático: $\Delta P = 0$ y $\Delta K = 0$. **(a)** Haciendo uso de los diagramas de desviación halle la temperatura de salida del aire y el trabajo. **(b)** Resuelva el problema empleando la teoría del gas ideal y compare con las anteriores respuestas obtenidas.

*Resp.* **(a)** 247°R (137 K), 45.1 Btu/seg, **(b)** 233°R (124 K), 52.1 Btu/seg.

**10.35** Si 1 mol de oxígeno está contenido en un tanque rígido mientras se refrigera desde 1 500 psia (105 kgf/cm$^2$ abs.), 450°R (250 K), hasta una temperatura de 300°R (167 K). Obtenga **(a)** la presión final, **(b)** el calor, **(c)** el cambio de entropía. Utilice los diagramas de desviación.

*Resp.* (aprox.) **(a)** 50.5 atm, **(b)** −945 Btu, **(c)** −2.57 Btu/°R.

**10.36** Un fabricante de recipientes para gas a presión desea obtener una gráfica de la presión en función del volumen a diversas temperaturas seleccionadas. Emplee una de las tres ecuaciones de estado siguientes en su forma reducida: la de van der Waals, la de Redlich-Kwong, y la de Berthelot; y escriba un programa que lleve a cabo esta tarea.

# 11

# RELACIONES DE PROPIEDADES TERMODINAMICAS

## 11.1 INTRODUCCION

La ciencia de la termodinámica ha evolucionado a partir de las leyes básicas de esta ciencia en gran parte por la manipulación matemática de las propiedades (funciones de posición o de punto). El conocimiento numérico que se halla en las tablas de propiedades depende de varias de estas relaciones entre propiedades y, en casos extremos, de sólo una pequeña cantidad de datos experimentales. En principio, consideremos un sistema como una sustancia pura cuyo estado está definido por $p$, $v$ y $T$, la clase de sistema en que nos hemos concentrado hasta ahora. Puesto que el enfoque matemático es general, los métodos empleados se deben considerar también en un sentido general para su posible uso futuro en diferentes clases de sistemas. Existen tantas interrelaciones de las matemáticas y la termodinámica, que generalmente hay varias formas en las que se puede obtener una ecuación particular. Tomando en cuenta esto, el lector puede lograr mayor comprensión si idea otras deducciones además de las expuestas.

La mayor parte de las descripciones de este capítulo se relacionan con una sustancia pura, aunque el enfoque matemático es aplicable a otros sistemas, como se muestra en la parte final del capítulo. Los efectos magnéticos y eléctricos, de tensión superficial, y otros, no existen o son despreciables a menos que se especifique otra cosa. En el caso de los sistemas de sustancia pura los datos medidos disponibles con más frecuencia son presiones, temperaturas y volúmenes, especialmente $p$ y $T$. Por consiguiente, es apropiado, siempre que sea posible, expresar cambios en función de $p$, $T$, $v$ de otras propiedades significativas.

## 11.2 CONSIDERACIONES MATEMATICAS BASICAS

Repasemos brevemente primero ciertas relaciones matemáticas útiles. Sea $z$ una función de dos propiedades independientes, por ejemplo, $z = f(x, y)$, donde $x$, $y$, $z$ representan aquí *cualesquiera* tres propiedades de una sustancia pura; luego la diferencial total $dz$ es

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x dy \tag{11-1}$$

lo cual expresa que un cambio en la propiedad $z$ puede considerarse que ocurre en dos pasos, uno en el que $y$ es constante, $(\partial z/\partial x)_y\, dx$, y otro en el que $x$ no varía, $(\partial z/\partial y)_x\, dy$.

La ecuación (11-1) es posible extenderla a cualquier número de variables independientes. Puesto que existen tantas propiedades es conveniente indicar por un subíndice la variable que se mantiene constante, como $x$ en $(\partial z/\partial y)_x$. La notación de la derivada parcial $(\partial z/\partial y)_x$ indica que $z$ es función de $y$, $x$, y que se considera la derivada de $z$ con respecto a $y$ cuando $x$ se mantiene constante. Para ilustrar el caso de propiedades termodinámicas, consideremos que $s = s(p, T)$ y escriba la diferencial de $s$ según la ecuación (11-1);

**(a)** $$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

Consideremos un cambio de entropía con respecto a una superficie termodinámica, figura 3/5, y que el cambio de entropía se efectúa según trayectorias reversibles; por ejemplo, primero a presión constante y luego a temperatura constante, entre cualesquiera dos estados de equilibrio 1 y 2 en esta superficie; tal razonamiento da un significado físico a $ds$ en la ecuación **(a)**.

A fin de que la ecuación (11-1) sea válida para nuestro objeto, $dz$ debe ser una diferencial exacta (o sea, de una función de posición, a diferencia de las de funciones de trayectoria, como $dQ$ y $dW$), y una función que relaciona las funciones de posición debe satisfacer la prueba de exactitud: en el caso de una función continua, son iguales las derivadas de los coeficientes de $dx$ y $dy$ en (11-1);

**(b)** $$\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right) \quad \text{o bien,} \quad \frac{\partial^2 z}{\partial x\, \partial y} = \frac{\partial^2 z}{\partial y\, \partial x}$$

Expresando el principio en forma distinta, formule la ecuación (11-1) como sigue:

**(c)** $$dz = M\,dx + N\,dy$$

donde

(11-2) $$\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x = N \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y = M.$$

Entonces, puesto que el orden de la derivación no importa, llegamos al teorema de Euler,

(11-3) $$\left(\frac{\partial M}{\partial y}\right)_x = \left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_y \qquad \text{[PRUEBA DE EXACTITUD]}$$

siendo $M$ y $N$ básicamente funciones de $x$ y $y$: $M(x, y)$, $N(x, y)$. Si no se sabe si una diferencial es exacta o no (cuando no es exacta se le llama técnicamente *pfaffiana*), la prueba de la ecuación (11-3) proporciona la respuesta, debido a que es necesaria y suficiente. Cuando se sabe que una diferencial es exacta, como en el caso de cualquier propiedad termodinámica, la prueba de exactitud con frecuencia produce una relación útil.

Para obtener una relación de las derivadas parciales, sea $dz = 0$ en la ecuación (11-1), y entonces

**(d)** $$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x = 0$$

Quizá la mejor forma de recordar lo anterior es

(11-4) $$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x = -1$$

para dos variables independientes. Si en lugar de $x$, $y$, $z$ las coordenadas fueran propiedades termodinámicas, esta ecuación podría servir para comprobar la compatibilidad de datos experimentales, quizá de orígenes diferentes.

Al introducir una cuarta variable $v$ (que representa en este caso *cualquier* propiedad) se puede escribir primero la diferencial de $x(v, y)$:

**(e)** $$dx = \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)_y dv + \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_v dy$$

y sustituir luego este valor de $dx$ en (11-1). Lo anterior da

**(f)** $$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left[\left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)_y dv + \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_v dy\right] + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x dy$$

$$= \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)_y dv + \left[\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_v + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x\right] dy$$

Escribamos ahora la diferencial de $z(v, y)$:

**(g)** $$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial v}\right)_y dv + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_v dy.$$

Puesto que los coeficientes de $dv$ en **(f)** y **(g)** deben ser iguales, se tiene que

(11-5) $$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)_y \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_y = 1$$

es una relación válida, útil al cambiar de variable, para cuatro propiedades cualesquiera; de modo que el sistema tiene 3 variables independientes. En estas diversas ecuaciones, cualesquiera dos de las propiedades $x$, $y$, $z$ o $v$ pueden intercambiar su lugar, pero se deben mantener las disposiciones mostradas.

Otros medios de obtener una relación posiblemente útil es considerar $dz = 0$ en la ecuación (11-1), o bien, **(c)**; esto da

(11-6) $$\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z = -\frac{M}{N} \quad \text{o bien} \quad \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z = -\frac{N}{M}$$

## 11.3 RELACIONES DE MAXWELL*

Unas relaciones significativas entre propiedades, conocidas como *relaciones de Maxwell*, se obtienen aplicando la prueba de exactitud a las funciones correspondientes a las propiedades energía interna $u$, entalpia $h$, función de Helmholtz $A$ y función de Gibbs $G$ (§5.24). Los resultados se aplican a una sustancia pura (sin reacción química), y los símbolos serán

* James Clerk Maxwell (1831-1879), otra de las mentes colosales del siglo XIX, nació de padres ricos en un lugar cercano a Edimburgo. A la edad de quince años presentó un artículo en la Royal Society de Edimburgo acerca del cálculo del índice de refracción de un material. Se graduó en la Universidad de Cambridge, y a los veintinueve años ya era profesor de ciencias naturales en el Kings College, de Londres. Escribió copiosamente sobre temas científicos, siendo sus mayores contribuciones en la teoría electromagnética. En la termodinámica aportó las llamadas ahora relaciones de Maxwell, que son expresiones matemáticas esenciales para el estudio avanzado de las propiedades termodinámicas. Ayudó significativamente en la promulgación de la teoría cinética de los gases y la nueva ciencia de la termodinámica.

los correspondientes a valores por unidad de masa; no obstante, las relaciones sirven también en el caso de 1 mol. A partir de la bien conocida expresión $T\,ds = du + p\,dv$, tenemos

(4-14) $$du = T\,ds - p\,dv$$

donde $M = T$ y $N = -p$. La aplicación de la prueba de exactitud, ecuación (11-2), da

**(a)** $$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v$$

que es la relación I de Maxwell, tabla V. En la ecuación (4-14) sea $v = C$ ($dv = 0$); o bien, utilicemos la ecuación (11-2) y obtendremos así

**(b)** $$T = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v$$

expresión considerada con frecuencia como definición de la temperatura termodinámica.

## TABLA V Relaciones de Maxwell y otros, sustancia pura

| | | |
|---|---|---|
| Función: $du = T\,ds - p\,dv$; | Relación I de Maxwell: | $\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v$ |
| Por (11-2): $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s = -p = \left(\frac{\partial A}{\partial v}\right)_T$ y | | $\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v = T = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p$ |
| Por (11-6): $\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_u = \frac{p}{T}$ | Básica: | $du = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v ds + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s dv$ |
| Función: $dh = T\,ds + v\,dp$; | Relación II de Maxwell: | $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p$ |
| Por (11-2): $\left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p = T = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v$ y | | $\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_s = v = \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T$ |
| Por (11-6): $\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_h = -\frac{v}{T}$ | Básica: | $dh = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p ds + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_s dp$ |
| Función: $dA = -p\,dv - s\,dT$; | Relación III de Maxwell: | $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T$ |
| Por (11-2): $\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_v = -s = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p$ y | | $\left(\frac{\partial A}{\partial v}\right)_T = -p = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s$ |
| Por (11-6): $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_A - \frac{s}{p}$ | Básica: | $dA = \left(\frac{\partial A}{\partial v}\right)_T dv + \left(\frac{\partial A}{Tv}\right)_v dT$ |
| Función:: $dG = v\,dp - s\,dT$; | Relación IV de Maxwell: | $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T$ |
| Por (11-2): $\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p = -s = \left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_v$ y | | $\left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T = v = \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_s$ |
| Por (11-6): $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_G = \frac{s}{v}$ | Básica: | $dG = \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p dT$ |

En forma semejante, con $s = C$ o por la ecuación (11-2),

**(c)** $$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s = -p$$

Por la ecuación (11-6) o considerando $u = C$ en (4-14) se tiene

**(d)** $$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_u = \frac{p}{T}$$

Las otras funciones se manejan en primer lugar de la siguiente manera, y luego con los mismos procedimientos matemáticos para obtener las relaciones resumidas en la tabla V.

DEFINICIÓN: $h = u + pv \qquad dh = du + p\,dv + v\,dp$

(4-15) $dh = T\,ds + v\,dp, \qquad$ porque $\qquad du + p\,dv = T\,ds$

DEFINICIÓN: $A = u - Ts \qquad dA = du - T\,ds - s\,dT$

(11-7) $dA = -p\,dv - s\,dT \qquad$ porque $\qquad du - T\,ds = -p\,dv$

DEFINICIÓN: $G = h - Ts \qquad dG = dh - T\,ds - s\,dT$

(11-8) $dG = v\,dp - s\,dT \qquad$ porque $\qquad dh - T\,ds = v\,dp$

Puesto que existen muchas otras derivadas parciales (Hougen, Watson y Ragatz[11.13] expresan que hay 168 derivadas parciales en las que intervienen $p$, $v$, $T$, $s$, $u$, $h$, $A$ y $G$), la falta de espacio impide una descripción detallada en esta parte.[11.1] Por conveniencia, las relaciones de Maxwell serán designadas por números romanos, como se indica en la tabla V.

Considere las relaciones de Maxwell III y IV. Por la tercera ley, $s \to 0$ cuando $T \to 0$. De estas relaciones se puede demostrar entonces

$$\lim_{T\to 0}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = 0 \qquad \text{y} \qquad \lim_{T\to 0}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = 0$$

lo que equivale a que la curva $p = C$ en el plano $vT$ y la curva $v = C$ en el plano $pT$ tengan pendiente nula en 0°R, o bien, 0 K (no como se ilustra en la figura 6/2 para un gas ideal).

### 11.4 Ejemplo—Cambio de entropía, $T = C$, por la ecuación de estado

Deduzca una ecuación que exprese el cambio de entropía de un gas que cumple la ecuación de estado de Clausius, la cual es

**(a)** $$p = \frac{RT}{v - b}$$

**Solución.** Puesto que las dos relaciones III y IV de Maxwell comprenden el cambio de entropía en $T = C$, una u otra puede ser utilizada. Empleando la relación III de Maxwell, de la diferenciación de la ecuación **(a)** anterior con respecto a $T$ (con $v = C$) se obtiene

**(b)** $$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v - b} = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T$$

Suprima los símbolos de la derivada parcial e integre:

$$\textbf{(c)} \qquad \int_1^2 ds = s_2 - s_1 = R \int_1^2 \frac{dv}{v - b} = R \ln \frac{v_2 - b}{v_1 - b} \qquad \text{q.e.d.}$$

## 11.5 ECUACION DE CLAUSIUS—CLAPEYRON

Como una aplicación inmediata de las relaciones de Maxwell, deduciremos la *ecuación de Clausius-Clapeyron*, llamada también con frecuencia *ecuación de Clapeyron* simplemente. Una de las varias formas para deducirla es multiplicar por $T$ y dividir entre $T$ uno de los miembros de la relación III de Maxwell:

$$\textbf{(a)} \qquad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{T}{T}\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T$$

y considerarlo con respecto a un cambio de fase de una sustancia pura en condiciones de equilibrio. Para tal proceso, $T = C$, y la presión y la temperatura no son función del volumen (un sistema univariante). Entonces, en esta aplicación los subíndices son superfluos. Durante un cambio de fase, todas las propiedades extensivas cambian proporcionalmente, o sea, en un estado intermedio, $xh_{fg}/(xv_{fg}) = h_{fg}/v_{fg}$. Por consiguiente se puede integrar el segundo miembro de **(a)** desde la condición de líquido saturado hasta la de vapor saturado con valores particulares de $p$, $T$, y observando que $T\,\Delta s = h_{fg}$, se obtiene

$$\textbf{(b)} \qquad \frac{dp}{dT} = \frac{T(s_2 - s_1)}{T(v_2 - v_1)} = \frac{Ts_{fg}}{Tv_{fg}} = \frac{h_{fg}}{Tv_{fg}}$$

donde $dp/dT$ es la pendiente de la curva que separa las fases de líquido y de vapor en el plano $pT$, figura 11/1. Esta importante ecuación es útil: 1) para comprobar la congruencia de datos experimentales; 2) especialmente para determinar la entalpia de evaporación $h_{fg}$ sólo a partir de los datos de $p$, $v$, $T$; 3) para hallar algunos de los términos de la ecuación cuando todos los demás se conocen, y 4) en el caso de una posible definición de temperatura absoluta $T = (h_{fg}/v_{fg})\,(dT/dp)$.

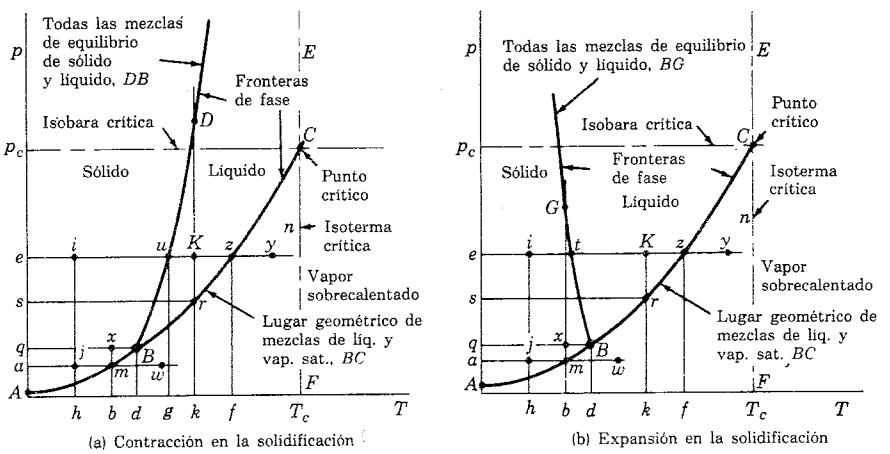



**Fig. 11/1.** *Diagrama de fase de la figura* 3/6 (a) (*repetido*). La pendiente de la frontera de fase líquido-sólido *BD* es positiva cuando la variación de volumen $v_{if}$ aumenta durante la fusión. Si este cambio es una disminución, como en el caso de $H_2O$, la pendiente se vuelve negativa.

La misma idea se aplica al sistema bifásico sólido-líquido y al sistema bifásico sólido-vapor, lo que da

(c) $$\frac{dp}{dT} = \frac{h_{if}}{Tv_{if}} \qquad \text{y} \qquad \frac{dp}{dT} = \frac{h_{ig}}{Tv_{ig}}$$

donde el subíndice $i$ representa la fase sólida (hielo), §3.3; por ejemplo, $v_{ig}$ es el cambio de volumen durante la sublimación. Las ecuaciones **(b)** y **(c)** se pueden generalizar como sigue:

(11-9) $$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta h \text{ (cambio de fase, calor suministrado)}}{T\,\Delta v \text{ (cambio de fase, calor suministrado)}}$$

Considerando los cambios de fase de líquido a vapor o de sólido a vapor, se observa que $\Delta h$ es siempre positivo y el cambio de volumen $\Delta v$ es también invariablemente positivo; en el caso del cambio de fase inverso ambas variaciones son siempre negativas. En consecuencia, es siempre positiva la pendiente de las curvas de fase $AB$ y $BC$ de la figura 11/1. Para la mayor parte de las sustancias $v_{if}$ es positivo durante la fusión, lo que da una pendiente positiva a $BD$, como se ilustra en la figura 11/1.

Si la presión es suficientemente baja para que el vapor actúe como un gas ideal en estado de saturación y si $v_g \gg v_f$, entonces $v_{fg} \approx v = RT/p$ y $v_{ig} \approx v = RT/p$, lo que sustituido en (11-9) da

(11-10) $$h_{fg} = \frac{RT^2}{p}\frac{dp}{dT} \qquad \text{o bien,} \qquad \frac{dp}{p} = \frac{h_{fg}}{R}\frac{dT}{T^2} \qquad [Z \approx 1]$$

que se denomina también "ecuación de Clapeyron", una expresión para la cual no son necesarios los datos de volumen. La ecuación (11-10) es útil a presiones inferiores a las que se hallaron en las tablas de propiedades de vapores y en otras partes. En el caso de cualquiera de las formas que implican vapor como una fase, cabe observar (en las tablas de vapor) que para cambios pequeños de temperatura (o de $p$) el calor de vaporización cambia poco a bajas presiones, y por lo tanto, con frecuencia se puede considerar como una constante. Sin embargo, existen en las publicaciones técnicas ecuaciones empíricas que dan $p$, $h_{fg}$ y $v_{fg}$ como funciones de la temperatura, lo que también hace posible integrar la ecuación (11-9).

### 11.6 Ejemplo—Ecuación de Clapeyron

Con la información disponible, determine la presión parcial del vapor de agua en el aire atmosférico a −10°F (−23°C) y 1 atm si la humedad relativa es $\phi = 60\%$.

**Solución.** A 32°F (°C) se halla que $p_{sat.} = 0.08859$ psia (0.00620 kgf/cm$^2$ abs.) y $h_{fg} = 1\,075.5$ Btu/lb (597.4 kcal/kg). Puesto que el calor de fusión del $H_2O$ es aproximadamente de 144 Btu/lb (80 kcal/kg), la entalpia de sublimación a 32°F es $h_{ig} = h_{if} + h_{fg} \approx 144 + 1\,075.5 = 1\,219.5$ Btu/lb. (Puesto que el problema necesariamente implica una aproximación, no se justifica en este caso mayor precisión.) Habiendo ya indicado que en la entalpia de cambio de fase no cambia rápidamente a baja presión, supondremos que $h_{ig}$ es constante y se empleará la ecuación (11-10); $T_1 = 492$°R (273 K), $T_2 = 450$°R (250 K) y $R = 85.7$ pie·lbf/(lb·°R) = 47.0 kgf·m/(kg·K) para el $H_2O$. Convirtiendo 1 219.5 Btu/lb a pie·lbf/lb para tener unidades de energía congruentes se obtiene:

(a) $$\int_1^2 \frac{dp}{p} = \frac{h_{ig}}{R}\int_1^2 \frac{dT}{T^2}, \text{ o bien, } \ln\frac{p_{v2}}{p_{v1}} = -\frac{h_{ig}}{R}\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)$$

(b) $$\ln \frac{p_{v1}}{p_{v2}} = \frac{(1\,219.5)(778)}{85.7}\left(\frac{1}{450} - \frac{1}{492}\right) = 2.1$$

a partir de la cual $p_{v1}/p_{v2} = 8.17$; o bien, $p_{v2} = 0.08854/8.17 = 0.01084$ psia (o sea, 0.00076 kgf/cm$^2$ abs.) (que es comparable con 0.0108 psia, valor tomado de las tablas **K** & **K**$^{[0.7]}$, lo que da una buena comprobación. Datos tabulares como los de la referencia [0.7] no son muy comunes). Para $\phi = 0.60$, $p_v$ (−10°F) $= 0.6\, p_{v2} = (0.6)\,(0.01064) = 0.00638$ psia. O sea, 0.00045 kgf/cm$^2$ abs.

## 11.7 COEFICIENTES DE DILATACION Y COMPRESIBILIDADES; MODULOS VOLUMETRICOS

Existe un cierto número de propiedades intermedias determinadas experimentalmente que son en forma particular útiles en el estudio de sólidos y líquidos. *Estos diversos coeficientes y módulos no son constantes* y, por consiguiente, se debe considerar que tienen un valor instantáneo o un valor medio apropiado, si se utiliza un sólo número. Una propiedad con la que el lector está ya familiarizado es el ***coeficiente de dilatación (térmica) longitudinal*** $\alpha$, aplicable a los sólidos,

(11-11) $$\alpha = \frac{1}{L}\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_p$$

que es el cambio en extensión lineal por unidad de longitud y por grado de cambio de temperatura, mientras la presión permanece constante.

Análogo a este concepto y en el caso de un sólido, un líquido, o un gas, está el ***coeficiente de dilatación volumétrica*** $\beta$, llamado también *dilatabilidad* (volumétrica),[1.1]* definido por

(11-12) $$\beta = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

que es el cambio en volumen por unidad volumétrica y por grado de temperatura, a presión constante; la unidad es 1/unidad de temperatura, por ejemplo, (°C)$^{-1}$, K$^{-1}$. Cuando $\beta$ es positivo, un incremento isotérmico en la presión resulta en calor cedido; cuando $\beta$ es negativo, un incremento isotérmico en la presión corresponde a calor agregado.

La ***compresibilidad*** $\kappa$ (o ***coeficiente de compresión volumétrica***) (que no debe ser confundida con el *factor de compresibilidad*) es la disminución de volumen por unidad volumétrica y por unidad de incremento en la presión; existen dos valores en uso: uno cuando la entropía permanece constante y otro cuando la temperatura es invariable. Estas propiedades se definen como sigue:

(11-13) compresibilidad adiabática, $$\kappa_s = -\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s$$

(11-14) compresibilidad isotérmica, $$\kappa_T = -\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$$

por lo cual la unidad es 1/(unidad de presión). Puesto que $v = 1/\rho$, estas propiedades se pueden expresar fácilmente en función de las densidades; $dv = d(1/\rho) = -d\rho/\rho^2$. Tanto $\kappa_s$ como $\kappa_T$ son positivas; los signos negativos en (11-13) y (11-14) se deben a la disminución de volumen a medida que la presión aumenta.

Los recíprocos de las compresibilidades se llaman *módulos volumétricos* $\zeta$;

(11-15) módulo volumétrico adiabático, $$\zeta_s = -v\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s = \rho\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s$$

(11-16) módulo volumétrico isotérmico, $\zeta_T = -v\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = \rho\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T$

y sus unidades son las mismas que las de presión.

Podemos obtener una relación que implique $\beta$ y $\kappa_T$ escribiendo la relación equivalente con $p$, $v$, $T$, de la ecuación (11-4);

**(a)** $$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = -1$$

Sustituya $(\partial v/\partial p)_T = -v\kappa_T$, $(\partial v/\partial T)_p = v\beta$ y con la relación III de Maxwell, tabla V, se obtiene

**(b)** $$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{\beta}{\kappa_T} = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T$$

Ejemplos: *alcohol metílico*, $\beta = 1.259 \times 10^{-3}\,K^{-1}$ (a 20°C), $\kappa_T = 79 \times 10^{-6}\,atm^{-1}$ (a 0°C y 1-500 atm), y $\kappa_T = 29 \times 10^{-6}\,atm^{-1}$ (a 0°C y 2 500-3 000 atm); *oro*, $\beta = 4.41 \times 10^{-9}$ (a 0-100°C); *plomo*, $\beta = 8.4 \times 10^{-9}$ (a 0-100°C); *benceno*, $\kappa_T = 9 \times 10^{-7}$ (a 16°C y 8 a 37 atm); *dióxido de carbono*, $\kappa_T = 1.74 \times 10^{-8}$ (a 13°C y 60 atm), $\kappa_T = 4.4 \times 10^{-8}$ (a 13°C y 90 atm).

## 11.8 Ejemplo—Variación de la energía interna con la presión

Hallar una ecuación para el cambio de energía interna con la presión cuando la temperatura es constante.

**Solución.** Lo que el problema expresa en la notación matemática es: calcular $(\partial u/\partial p)_T$. Esto sugiere escribir la diferencial de $u(p, T)$, considere este resultado con otra ecuación en la que está $du$, como por ejemplo, $du = T\,ds - p\,dv$. De la ecuación (11-1)

**(a)** $$du = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p dT = T\,ds - p\,dv$$

**(b)** $$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = T\frac{ds}{dp} - p\frac{dv}{dp} - \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p \frac{dT}{dp}$$

Si $\Delta u$ ha de ser evaluado en $T = C$, el último término en esta ecuación es nulo ($dT = 0$), y se tiene

**(c)** $$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = T\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T - p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$$

**(d)** $$= -T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + vp\kappa_T$$

**(e)** $$= -Tv\beta + vp\kappa_T$$

donde la relación IV de Maxwell y la ecuación (11-14) fue utilizada para obtener **(d)**, y la ecuación (11-12) permite llegar a la forma final. Con la información concerniente a las propiedades en el segundo miembro, $\Delta u$ se puede hallar por integración.

## 11.9 Ejemplo—Trabajo y calor en un proceso isotérmico para un sólido

Para destacar la generalidad del enfoque anterior, considere que un trozo de cobre se comprime a una temperatura constante de 540°R (300 K), desde 100 psia (7 kgf/cm$^2$ abs.) hasta 20 000 psia (1 400 kgf/cm$^2$ abs.). En el caso de una masa de 1 lb (0.4536 kg), calcule el trabajo, el cambio de entropía, el calor y la variación de energía interna. De las publicaciones técnicas[1.1] se obtiene $\varkappa_T = 0.776 \times 10^{-12}$ cm$^2$/din y $\beta = 49.2 \times 10^{-6}$ K$^{-1}$, que se supone son valores medios; también $\rho = 1/v = 555$ lb/pie$^3$.

**Solución.** Convirtiendo unidades se tiene

$$\varkappa_T = \left(\frac{0.776}{10^{12}}\frac{\text{cm}^2}{\text{dina}}\right)\left(444\ 800\ \frac{\text{dina}}{\text{lb}}\right)\left(\frac{1}{929}\frac{\text{pie}^2}{\text{cm}^2}\right) = 3.72 \times 10^{-10}\ \text{pie}^2/\text{lb}$$

$$\beta = \left(\frac{49.2}{10^6}\frac{1}{\text{K}}\right)\left(\frac{5}{9}\frac{\text{K}}{^\circ\text{R}}\right) = 2.74 \times 10^{-5}\ ^\circ\text{R}^{-1}$$

$$p_1 = (100)(144) = 1.44 \times 10^4\ \text{lbf/pie}^2 \qquad p_2 = (20\ 000)(144) = 288 \times 10^4\ \text{lbf/pie}^2$$

El trabajo de un proceso reversible sin flujo es $\int p\,dv$. Por la ecuación (11-1) se obtiene

**(a)** $$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT = -\varkappa_T v\,dp + \beta v\,dT$$

donde hemos utilizado las ecuaciones (11-14) y (11-12). En el caso de puntos de una isoterma, esta ecuación queda

**(b)** $$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp = -\varkappa_T v\,dp \qquad [T = C]$$

Haga caso omiso de la derivada parcial, pero tenga en mente la restricción isotérmica. Por consiguiente con $\varkappa_T$ y $v$ constantes, como así es muy aproximadamente, el trabajo reversible es

**(c)** $$W = \int p\,dv = -\varkappa_T v \int p\,dp = -\frac{\varkappa_T v}{2}(p_2^2 - p_1^2)$$

$$= -\frac{1}{2}\left(\frac{3.72}{10^{10}}\right)\left(\frac{1}{555}\right)(10^8)(288^2 - 1.44^2) = -2.78\ \text{pie-lb/lb}$$

Deduciremos posteriormente las ecuaciones para los cambios $\Delta s$, pero tratándose de esta aplicación hallamos que la relación IV de Maxwell, tabla V, implica un cambio de entropía a $T$ constante, lo cual, junto con la ecuación (11-12) da

**(d)** $$ds = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp = -\beta v\,dp \qquad [T = C]$$

$$\Delta s = -\beta v(p_2 - p_1) = -\left(\frac{2.74}{10^5}\right)\left(\frac{1}{555}\right)(10^4)(228 - 1.44) = -0.141\ \text{pie-lb/lb}\cdot^\circ\text{R}$$

para $\beta$, $v$ y $T$ constante. En el caso de $T$ constante y un proceso reversible:

**(e)** $$Q = T\,\Delta s = -T\int \beta v\,dp = (540)(-0.141) = -76.1\ \text{pie}\cdot\text{lb/lb}$$

**(f)** $$\Delta u = Q - W = -76.1 - (-2.78) = -73.3\ \text{pie}\cdot\text{lb/lb}$$

Observe la gran disminución en la energía almacenada que acompaña a este aumento de presión.

## 11.10 ECUACION DE ESTADO DE GAS IDEAL Y LOS COEFICIENTES VARIACIONALES

Como un paso para ganar familiaridad con las ecuaciones por desarrollar que proporcionan los cambios de propiedad, el lector puede aplicarlos a un gas ideal. Si se diferencia $pv = RT$, obtenemos las diversas derivadas parciales en la siguiente forma:

**(a)** $$p\,dv + v\,dp = R\,dT$$

**(b)** $$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -\frac{v}{p} \qquad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p} \qquad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v}$$

Estas expresiones se pueden modificar de cierta manera racional; por ejemplo, utilizando $p = RT/v$ obtenemos $(\partial v/\partial p)_T = -v^2/(RT)$. Empleando estas parciales en las definiciones de los coeficientes variacionales de dilatación y de compresibilidad se halla

**(c)** $$\beta = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{v}\frac{R}{p} = \frac{1}{T} \qquad [pv = RT]$$

**(d)** $$\kappa_T = -\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -\frac{1}{v}\left(-\frac{v}{p}\right) = \frac{1}{p} \qquad [pv = RT]$$

Si $s = C$ entonces $pv^k = C$ para $k$ constante; la diferenciación de la última ecuación proporciona un valor de $(\partial v/\partial p)_s$;

**(e)** $$[pkv^{k-1}\,dv + v^k\,dp = 0]_s \quad \text{o bien} \quad \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = -\frac{v}{pk}$$

**(f)** $$\kappa_s = -\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = \frac{1}{pk} \qquad [pv = RT]$$

**Gas con un factor Z de compresibilidad.** Si $Z \neq 1$, el procedimiento puede ser muy similar. Por ejemplo, diferenciando $pv = ZRT$ con respecto a $T$ y con $p = C$, se obtiene un resultado aplicable a gases imperfectos:

**(g)** $$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{ZR}{p} + \frac{RT}{p}\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p}\left[Z + T\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p\right] \qquad [pv = ZRT]$$

## 11.11 ECUACIONES GENERALES PARA EL CAMBIO DE ENTROPIA

Para hallar una ecuación de $ds$ en función de, por ejemplo, $v$ y $T$, se escribe [según (11-1); $s = s(v, T)$]

**(a)** $$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

Utilizando la ecuación (2-21), $c_v \equiv (\partial u/\partial T)_v \equiv [(\partial u/\partial s)\ (\partial s/\partial T)]_v = T(\partial s/\partial T)_v$ donde $(\partial u/\partial s)_v = T$ de la tabla V, se halla el coeficiente de $dT$ en **(a)** como

**(b)** $$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T}$$

Sustituyendo $(\partial s/\partial v)_T = (\partial p/\partial T)_v$ de la relación III de Maxwell, se obtiene

(11-17) $$ds = \frac{c_v}{T}dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv$$

Por esta ecuación vemos que la variación de la entropía con el volumen mientras $T$ permanece constante es

**(c)** $$\Delta s = \int \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv$$

Compruebe en el caso de un gas ideal y comparemos el resultado con la ecuación (6-12).

Por la razón usual, una ecuación para $ds$ en función de $p$ y $T$ es más útil. Para lograr esto, escriba la diferencial de $s = s(p, T)$;

**(d)** $$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

Puesto que $c_p \equiv (\partial h/\partial T)_p = [(\partial h/\partial s)(\partial s/\partial T)]_p = T(\partial s/\partial T)_p$, donde $(\partial h/\partial s)_p = T$ de la tabla V, el coeficiente de $dT$ en **(d)** es

**(e)** $$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p = \frac{c_p}{T}$$

Empleando también la relación IV de Maxwell, $(\partial s/\partial p)_T = -(\partial v/\partial T)_p$, transforme la ecuación **(d)** a

(11-18A) $$ds = \frac{c_p}{T}dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$$

Observe que las parciales en la ecuación (11-17) o en la (11-18) se pueden eliminar con las ecuaciones de estado apropiadas. Comparemos la ecuación (11-18A) con la (11-12) y observe que $(\partial v/\partial T)_p = v\beta$; luego entonces

(11-18B) $$ds = \frac{c_p}{T}dT - \beta v\, dp$$

Si $T = C$, obtenemos $ds = -[Bv\ dp]_T$, lo cual se podría utilizar, por ejemplo, para un líquido o un sólido cuya $\beta$ es dada, como en §11.8. Si se conoce la entropía $s^\circ$ en algún estado de referencia, $s$ para cualquier estado $p$, $T$ es entonces, por (11-18A),

(11-19) $$s = s^\circ + \int_{T''}^{T} c_p \frac{dT}{T} - \int_{p''}^{p} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$$

## 11.12 DESVIACION DE ENTROPIA

Es conveniente ahora, a veces, distinguir no sólo entre un gas ideal y un gas real, sino también entre un gas ideal y uno real que se comporta como uno ideal. Para realizar esto, consideremos que las propiedades del gas real se representan por $T$, $s$, $h$, etc., las propiedades de un gas ideal por $T^*$, $s^*$, $h^*$, etc., y las propiedades de un gas real que se comporta (muy apropiadamente) como un gas ideal por $T^\circ$, $s^\circ$, $h^\circ$, etc., el cual es también un estado de referencia conveniente. (Observe que la sustancia puede ser líquida o sólida y los estados de referencia pueden estar en estas fases. Simplemente estamos dando la atención debida a los gases imperfectos.) Todos los gases se aproximan al gas ideal a medida que su presión tiende a cero; en consecuencia, $p^\circ \to 0$ representa una cierta presión baja, donde se conocen $c_p^\circ$, $c_v^\circ$, lo que da por resultado el comportamiento cercano al del gas ideal, y $s^\circ$ es la entropía del gas real en una región de baja presión.

Dado un conocimiento de los valores de entropía en un cierto estado de referencia $p^\circ$, $T^\circ$, el segundo término de (11-18A) se podría integrar desde el estado 1 hasta esta presión a $T_1 = C$ (constante), o sea, de 1 a 1° en la figura 11/2. Luego entonces, el primer término se podría integrar a $p^\circ = C$ desde 1° hasta 2° (si $c_p^\circ$ es una función conocida de $T$ a esta presión —tabla I, y finalmente, el segundo término se integra otra vez (a $T_2$ constante) desde el estado de baja presión hasta el estado de presión final $p_2$, o sea, desde 2° hasta 2. Este procedimiento como se representa en la figura 11/2 proporciona una trayectoria interiormente reversible desde el estado 1 hasta el estado 2. Las integraciones se pueden realizar de manera gráfica si se dispone de los datos suficientes $p$, $v$, $T$.

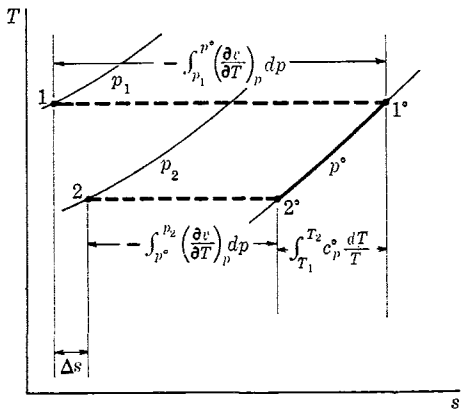



**Fig. 11/2.** Cambio de entropía de un gas real según un estado $p^\circ$ en 1° y 2°, en el cual el gas real actúa aproximadamente como un gas ideal ($c_p^\circ = c_p^*$).

Una forma práctica para sustancias gaseosas implica el cambio de entropía de un gas ideal que tiene todos los atributos del gas real, excepto que actúa como un gas ideal. Utilicemos la ecuación (6-13), con el superíndice* para diferenciar un gas ideal de uno real, en la siguiente forma:

**(a)**
$$ds^* = c_p^* \frac{dT}{T} - R\frac{dp}{p} = d\phi - R\frac{dp}{p}$$

La diferencia entre la entropía del gas real, por ejemplo, el estado 2, figura 11/3 y la del gas ideal correspondiente medida a partir del mismo estado de referencia a las mismas $T$ y $p$, estado 2*, figura 11/3, es una desviación respecto del comportamiento ideal. En

consecuencia a $T = C$ *desde* un estado conocido 2° *hasta* un estado de presión mayor, las ecuaciones (11-18A) y **(a)** quedan

**(b)** $$s - s^\circ = -\int_{p^\circ}^{p} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp \quad \text{y} \qquad s^* - s^\circ = -R\int_{p^\circ}^{p} \frac{dp}{p}$$

[GAS REAL] [GAS IDEAL CORRESPONDIENTE]

donde $s$ es la entropía real, a medida que $s_2$ en la figura 11/3; $s^*$ es la entropía de un gas ideal después que ha sido comprimido desde una presión baja hasta el mismo estado ($p$, $T$) que el gas real, y $s^\circ$ es la entropía real en algún estado conocido. Por la sustracción de las ecuaciones anteriores, se elimina $s^\circ$ y se obtiene

(11-20A) $$\Delta s_d = (s^* - s)_T = \int_{p^\circ}^{p} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp - R\frac{dp}{p}\right] = \int_{p^\circ}^{p} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - \frac{R}{p}\right] dp$$

(11-20B) $$d(\Delta s_d) = \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - \frac{R}{p}\right] dp$$

que es la definición básica de ***desviación de entropía***, §10.11. Un proceso isotérmico en el caso de un gas ideal es también un cambio a $h = C$ porque $h = f(T)$; por lo tanto, entre las presiones $p^\circ$ y $p_2$, el gas ideal cambiaría del estado 2° al estado 2*, pero el proceso isotérmico real da por resultado un cambio real desde 2° hasta 2, figura 11/3.

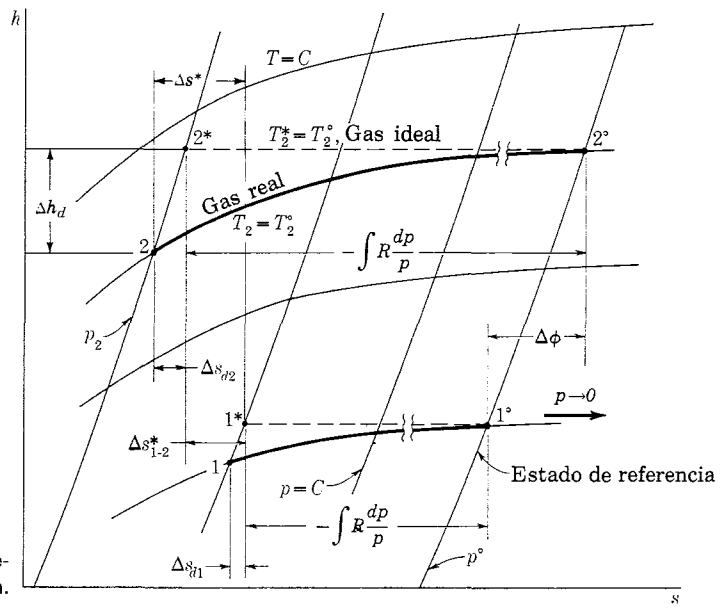



**Fig. 11/3.** Disminución de la temperatura en un proceso de estrangulación.

## 11.13 DESVIACION DE ENTROPIA POR ESTADOS CORRESPONDIENTES

Convertir la ecuación (11-20) para su uso por el principio de estados correspondientes, implica introducir primero el *factor* de compresibilidad por la diferenciación de $pv = ZRT$

con respecto a $T$ con $p = C$; esto da la ecuación **(g)** en §11.10 cuyo valor de $(\partial v/\partial T)_p$ se sustituyen en la ecuación (11-20). Lo anterior da

**(a)**

$$(s^* - s)_T = \int_{p^\circ}^{p} \left[\frac{RZ}{p} + \frac{RT}{p}\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p - \frac{R}{p}\right] dp$$

$$= R \int_{p^\circ}^{p} \left[Z - 1 + T\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p\right] \frac{dp}{p}$$

ecuación que se puede integrar tratándose de una sustancia gaseosa particular, dados sus factores de compresibilidad. Notemos que $s$ tiene las mismas unidades que $R$, puesto que las otras se cancelan en el segundo miembro. Introduciendo las coordenadas reducidas, $T = T_c T_R$, $p = p_c p_R$, y observando que, por ejemplo,

**(b)**

$$\frac{dp}{p} = \frac{d(p_c p_R)}{(p_c p_R)} = \frac{dp_R}{p_R} = d(\ln p_R) = d(\ln p)$$

se obtiene

(11-21)

$$(s^* - s)_T = \Delta s_d = R \int_{p_R^\circ}^{p_R} \left[Z - 1 + T_R\left(\frac{\partial Z}{\partial T_R}\right)_p\right] \frac{dp_R}{p_R}$$

que es el valor representado en las secciones B 22 y B 23. La integración se realiza gráficamente a partir de los datos de compresibilidad generalizada (fig. 10/3).

En relación con la figura 11/3, vemos que la trayectoria para calcular $\Delta s_{1\text{-}2}$ es 1-1* -2* -2; es decir

**(a)**

$$\Delta s = s_2 - s_1 = (s_2 - s_2^*) + (s_2^* - s_1^*) - (s_1 - s_1^*)$$

(11-22)

$$\Delta s = -\Delta s_{d2} + \left(\int c_p^* \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_2}{p_1}\right) + \Delta s_{d1}$$

que es igual que la ecuación (10-10) y en la cual $s$, $c_p^*$ y $R$ poseen las mismas unidades; $s_2^* - s_1^* = \Delta s^*$ que está dado por la ecuación (6-13). Si se desea la entropía en el estado 2 con respecto a la entropía conocida, el estado de referencia podría ser el estado $r$ y la ecuación anterior quedaría

(11-23)

$$s_2 = s_r + (s_2 - s_2^*) + (s_2^* - s^\circ) - (s_r - s^\circ)$$

$$= s_r - \Delta s_{d2} + \Delta s^* + \Delta s_{dr}$$

si el estado de referencia es un estado de gas ideal, $\Delta s_{dr} = 0$. Si $s_r$ es la entropía absoluta, entonces (11-23) da la $s_2$ absoluta.

## 11.14 Ejemplo—Entropía de agua comprimida

(a) Calcule el cambio aproximado de entropía de 1 lb (454 g) de agua cuando su estado varía a partir de agua saturada a 100°F (37.8°C) hasta una presión de 3 000 psia (211.2 kgf/cm$^2$ abs.) con $T = C$, empleando los datos de la tabla de vapor. (b). Calcule también $\Delta s$ para el mismo cambio, utilizando el coeficiente experimental $\beta = 205 \times 10^{-6}\ (°R)^{-1}$, supuesto constante, (lo que es aproximadamente cierto para este intervalo de $\Delta p$).

**Solución.** (a) Cualquier cálculo que se realice con base en grandes incrementos será con corta diferencia. Como una primera aproximación, considere que el líquido es incompresible, $\kappa_T = -(\partial v/\partial p)_T/v = 0$ y utilice la ecuación (11-18A). Determine el valor aproximado de $(\partial v/\partial T)_p$ de la sección B 13, como sigue:

| $t$ | $v_f$ | $\Delta v_f$ | $\frac{\Delta v}{\Delta T}$ |
|---|---|---|---|
| 120°F | 0.016204 | 0.000132 | $\frac{0.000132}{40} = 3.3 \times 10^{-6}$ |
| 80°F | 0.016072 | | |

Puesto que la presión de saturación cambia en este intervalo de temperatura, el valor que se muestra es virtualmente a presión constante. No siempre existen suficientes cifras decimales en los valores de la tabla de vapor para que la diferencia de volúmenes sea precisa; un valor grande $\Delta t$ promediará el error, aunque el intervalo de 40° no es necesario en este caso. No consideremos $p_1 = 0.95$ psia (0.067 kgf/cm$^2$ abs.) (que es mucho menor que el valor anterior de 3 000 psia) y se obtiene así

$$\Delta s_T = -\int \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp = -\left(\frac{\Delta v}{\Delta T}\right)_p \Delta p$$

$$= -(3.3 \times 10^{-6})\left(\frac{3\,000 \times 144}{778}\right) = -1.841 \times 10^{-3}\ \text{Btu/lb}\cdot°\text{R}$$

donde 778 convierte las unidades mecánicas de energía a Btu. En unidades métricas el resultado sería $-1.841 \times 10^{-3}$ kcal/(kg·K). Utilizando la tabla II, en el caso de agua comprimida, y la sección B 13, se halla que $\Delta s_T = 0.1277 - 0.1295 = -0.0018$ Btu/(lb·°R) que es un valor más preciso. Este cálculo indica que una corrección útil se puede hacer de la manera señalada en el caso de la entropía de un líquido comprimido.

(b) Si se dispone del coeficiente de dilatación volumétrica, puede realizarse una corrección en el caso del $\Delta s$ de un líquido comprimido por medio de la ecuación (11-18B), $T = C$;

$$\Delta s_T = -v\beta\,\Delta p = -\frac{(0.01613)(205 \times 10^{-6})(3\,000 - 0.95)(144)}{778}$$

$$= -1.77 \times 10^{-3}\ \text{Btu/(lb}\cdot°\text{R)}$$

donde $v$ se toma de las tablas de vapor. Observe que $\beta$ cambia significativamente con la temperatura. También tiene significación cuando $\beta$ es positiva, un aumento de la presión ocasiona una disminución de entropía, lo cual se verifica en el caso de agua líquida por encima de unos 39°F, o sea, (3.9°C); cuando $\beta$ es negativa, un incremento de la presión resulta en un incremento de la entropía (siendo cierto en el caso del agua por debajo de unos 39°F); cuando $\beta$ vale cero, en un cambio en la presión no produce variación alguna en la entropía (lo que se verifica para agua aproximadamente a 30°F).

## 11.15 CAMBIO DE LA ENTROPIA CON EL VOLUMEN $T = C$

En la ecuación (11-17) tenemos el coeficiente $(\partial p/\partial T)_v$. Escribamos la ecuación (11-4) para $p$, $v$, $t$, y así

**(a)** $$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = \frac{-\beta v}{-\varkappa_T v} = \frac{\beta}{\varkappa_T}$$

Sustituya este equivalente en la (11-17) y se obtiene

**(b)** $$ds = \frac{c_v}{T}\,dT + \frac{\beta}{\varkappa_T}\,dv$$

y para $T = C$,

**(c)** $$ds_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv = \frac{\beta}{\varkappa_T}\,dv$$

También, observemos que $(\partial p/\partial T)_v$ se puede hallar a partir de una ecuación de estado.

## 11.16 ECUACION GENERAL PARA EL CAMBIO DE ENERGIA INTERNA

Sustituyamos el valor de $ds$ a partir de la ecuación (11-17) en $du = T\,ds - p\,dv$:

**(a)** $$du = T\left[c_v \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv\right] - p\,dv$$

(11-24) $$du = c_v\,dT + \left[T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p\right] dv$$

lo cual da el cambio interno de una sustancia pura en función de $p$, $v$, $T$ y $c_v$. Esta ecuación para $du$ en términos de las variables independientes $T$ y $v$ se puede integrar con una ecuación de estado apropiada, o bien es posible emplear la ecuación **(a)** en §11.15 y obtener

**(b)** $$du = c_v\,dT + \left[\frac{T\beta}{\varkappa_T} - p\right] dv$$

a partir de la cual vemos que el cambio de energía interna a temperatura constante está dado por

**(c)** $$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = \frac{T\beta}{\varkappa_T} - p$$

Si se desea $du$ en función de $p$ y $T$ como variables independientes, se sustituye $ds$ de la ecuación (11-18A) en $du = T\,ds - p\,dv$ y así

**(d)** $$du = T\left[\frac{c_p\,dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp\right] - p\,dv$$

Eliminemos $dv$ con la diferencial de $v(T, p)$.

**(e)** $$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp$$

(11-25) $$du = c_p\,dT - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp - p\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT - p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp$$

$$= \left[c_p - p\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] dT + \left[-p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] dp$$

**(f)** $$du = (c_p - pv\beta)\,dT + (pv\kappa_T - Tv\beta)\,dp$$

donde hemos utilizado la ecuación (11-12), $\beta = (\partial v/\partial T)_p/v$ y la (11-14), $\kappa_T = -(\partial v/\partial p)_T/v$. De la ecuación (11-25) podemos obtener la ecuación **(e)**, §11.8 para $(\partial u/\partial p)_T$.

El cambio de energía interna se puede formular en función de las coordenadas reducidas, como es el caso de la entalpia, pero vamos a suponer que son suficientes los detalles dados para la entropía y la entalpia. A este respecto recordemos que

**(g)** $$u = h - pv = h - ZRT$$

## 11.17 ECUACION GENERAL PARA EL CAMBIO DE ENTALPIA

Disponiendo de las ecuaciones generales para *ds*, (11-17) y (11-18), podemos sustituir cualquiera de estas en nuestra bien conocida ecuación (4-15), $dh = T\,ds + v\,dp$. La forma usual para *dh* se obtiene con la ecuación (11-18); a saber

**(a)** $$dh = T\left[c_p\frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp\right] + v\,dp$$

(11-26) $$dh = c_p dT + \left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] dp$$

que es el cambio de entalpia de cualquier sustancia pura en función de $p$, $v$, $T$ y $c_p$; $(\partial v/\partial T)_p = v\beta$, la ecuación (11-12).

## 11.18 DESVIACION DE ENTALPIA

El obtener la ecuación de la desviación de entropía fue algo complicado por el hecho de que la entropía de un gas ideal *es* función de la presión. Como la entalpia de gas ideal es una función de la temperatura solamente, tenemos $h^* = h^\circ$, figura 11/3. La desviación de entalpia se define como la entalpia de gas ideal menos la entalpia real §10.10, medidas ambas a la misma temperatura;

**(a)** $$d(\Delta h_d) = \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp$$

O sea, puesto que $h^* = h^\circ$, $\Delta h$ por integración dada $T = C$ desde un estado de baja presión ("gas ideal") es $\Delta h_d$. De la ecuación (11-26) se obtiene

**(b)** $$d(\Delta h_d) = dh_T = \left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] dp_T$$

donde el subíndice $T$ es un indicio de esta restricción. Consideremos que la entalpia en el estado de referencia se representa por $h^\circ$. Luego, utilizando $pv = ZRT$ y la diferencial consecuente con $p = C$, se obtiene la ecuación **(g)**, §11.10 a saber,

**(c)** $$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{ZR}{p} + \frac{RT}{p}\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p$$

Empleando lo anterior en la ecuación **(b)**,

**(d)** $$(h - h^\circ)_T = \int_{p^\circ}^{p} \left[v - \frac{ZRT}{p} - \frac{RT^2}{p}\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p\right] dp$$

Puesto que $v = ZRT/p$ y $h^\circ = h^*$, se tiene, cambiando signos,

(11-27) $$\Delta h_d = (h^* - h)_T = RT^2 \int_{p^\circ}^{p} \left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p \frac{dp}{p} = RT^2 \int_{p^\circ}^{p} \left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p d(\ln p)$$

una ecuación que es $\Delta h_d$ en general en función de $Z$ para $T = C$, y una que podría ser integrada gráficamente con los valores de $Z$ en el caso de la sustancia particular en cuestión. En términos de coordenadas generalizadas, $T = T_R T_c$ y $p = p_R p_c$, la ecuación (11-27) se transforma en

(11-28) $$\frac{(h^* - h)_T}{T_c} = \frac{\Delta h_d}{T_c} = RT_R^2 \int_0^{p_R} \left(\frac{\partial Z}{\partial T_R}\right)_p \frac{dp_R}{p_R}$$

$$= RT_R^2 \int_0^{p_R} \left(\frac{\partial Z}{\partial T_R}\right)_p d(\ln p_R)$$

que es el término representado en las secciones B 20 y B 21, y cuyas unidades son las mismas que las de $R$. La integración se puede realizar gráficamente con la ayuda de un diagrama de compresibilidad generalizado, figura 10/3.* Los resultados obtenidos son com-

* Un procedimiento es como sigue: Trazar las líneas $p_R = C$ con $Z$ como ordenada y $T_R$ como abscisa; medir las pendientes $(\partial Z/\partial T_R)_p$ y utilizar éstas como ordenadas en función de $\ln p_R$, una curva para cada $T_R$; el área bajo esta última curva es la integral de (11-28) entre los límites deseados de $p_R$.

patibles con valores verdaderos sólo en cuanto a que sea válido el principio de estados correspondientes. Si la sustancia alcanza un estado bifásico o pasa por él, el cambio de su entalpia se puede hallar a lo largo de una línea de $p = C$ que comprende su calor latente.

El cambio de entalpia entre cualesquiera dos estados se da en función de la desviación de entalpia, $\Delta h_d = h^* - h$, como sigue:

(e) $$h_2 - h_1 = (h_1^* - h_1) + (h_2^\circ - h_1^\circ) + (h_2 - h_2^*)$$

(10-9) $$h_2 - h_1 = \Delta h_{d1} + \Delta h^* - \Delta h_{d2}$$

según se utilizó en el Capítulo 10, ver la figura 11/3.

## 11.19 COEFICIENTE DE JOULE-THOMSON

El experimento se describe en la sección §6.11 y el coeficiente de Joule-Thomson $\mu = (\partial T/\partial p)_h$ se obtiene fácilmente de la ecuación (11-26) considerando que $dh = 0$ y dividiendo entre $dp$:

(11-29) $$\mu \equiv \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h = \frac{1}{c_p}\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right] = \frac{1}{c_p}\left[T v\beta - v\right] = -\frac{1}{c_p}\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T$$

donde se ha utilizado $(\partial v/\partial T)_p = v\beta$ y donde vemos por la ecuación (11-26) que el término entre corchetes es igual a $(\partial h/\partial p)_T$.

Como se mencionó en el Capítulo 6, $\mu = 0$ en el caso de un gas ideal (compresible), pero $\mu$ puede ser nula cuando el gas no es ideal (aun cuando ocurra un cambio de estado). A guisa de explicación, consideremos una curva isentálpica, figura 11/4, la cual se halla comenzando, por ejemplo, en un punto con valores constantes $p_5$ y $T_5$, corriente arriba del tapón poroso (equivalente a $p_1$ y $T_1$, figura 11/5), y regulando el flujo quizá por medio de válvulas, de modo que la presión en el lado corriente abajo es constante en $p_6$ y $p_7$, etc. Se leen las temperaturas correspondientes, a partir de las cuales se puede trazar una curva isentálpica 5-10-6. Este procedimiento se repite, principiando en algún otro sitio de $p$ y $T$, por ejemplo, $p_{12}$ y $T_{12}$, hasta que se obtiene una familia de tales curvas si se desea. El punto más elevado en cada una de estas curvas de $h = C$ es donde su pendiente resulta nula $(\partial T/\partial p)_h = 0$. Una curva aislada que pase por estos puntos altos o picos es el lugar geométrico de todos los puntos mencionados, donde $\mu = 0$, y recibe el nombre de ***curva de inversión.*** Observemos que la temperatura asciende durante un proceso de estrangulación que ocurre enteramente por fuera de la curva de inversión, como 5-11, 5-10, 12-13, la pendiente $\mu$ de la curva es negativa. Para todos los cambios de estado isentálpicos enteramente por dentro de la curva de inversión, como 1-2, 8-6, la temperatura disminuye en la estrangulación. Un proceso que se realiza desde un estado fuera de la curva hasta un estado dentro de la misma, puede experimentar una elevación de temperatura (como el 5-8) o una reducción (como el 5-6), o bien, no sufrir ningún cambio en dicha propiedad. Luego entonces, para enfriar un gas por estrangulación, los estados inicial y final deben estar relacionados apropiadamente. Por lo general, los estados son tales que quedan por dentro de la curva de inversión. En el caso de pequeños cambios de estado en la proximidad de la curva de

inversión, las consecuencias de $\mu = 0$ son aproximadamente válidas; o sea, $T/v = C$ como se obtiene igualando a cero el primer término entre corchetes de la ecuación (11-29) e integrando. Ejemplos

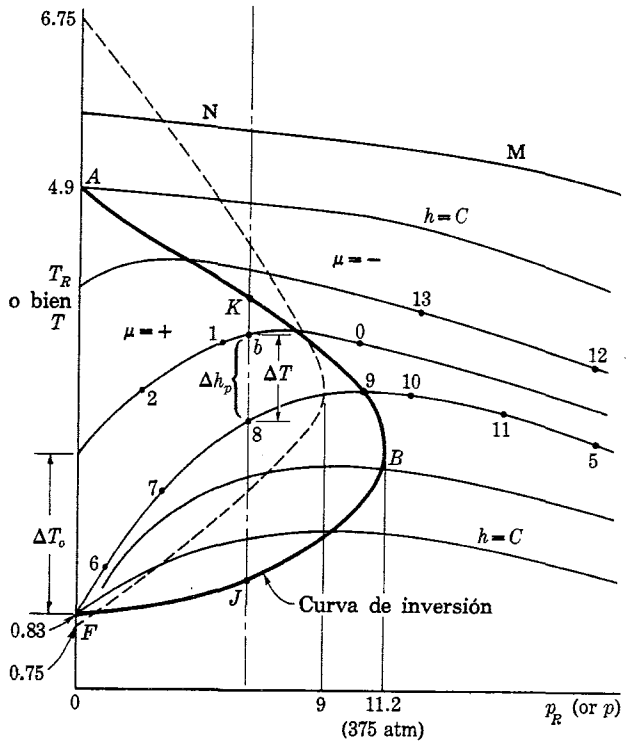



**Fig. 11/4.** *Curva de inversión.* Las curvas de línea llena muestran aproximadamente estas características en el caso del $N_2$; la curvatura de las líneas $h = C$ está exagerada en algunas partes para destacar sus características. La curva de inversión de línea punteada es aproximadamente como lo predice la ecuación de estado reducida de van der Waals, ecuación (10-7), sección §10.8. Observe que si la temperatura es lo bastante alta, en cualquier punto de la curva *MN*, por ejemplo, el proceso de estrangulación está acompañado de un incremento de temperatura para un intervalo de presión; $\mu$ es siempre positivo. Las propiedades reales para el $N_2$ son: $T_A$ = 1 120°R (622 K), $T_F$ = 186°R (103.3 K), $T_B$ = 554°R (308 K), $p_B$ = 376 atm. Los números indicados son coordenadas reducidas. Observe que $\Delta p$ es siempre negativo: $\mu$ es positivo cuando $\Delta T$ es negativo.

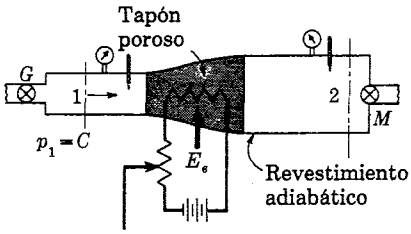



**Fig. 11/5.** *Experimento de Joule-Thomson modificado.* Representación esquemática.

de temperaturas de inversión máximas en $A$ son: aire, 1 085°R (603 K); argón 1 300°R (722 K); helio, aprox. 72°R (40 K), e hidrógeno 363°R (202 K).

Otros diagramas se pueden trazar a partir de los datos del experimento; por ejemplo $\mu$ en función de $p$. En la figura 11/4 se podría medir la pendiente $\mu = (\partial T/\partial p)_h$ en un cierto número de puntos como 6, 8, 11, etc., a lo largo de una línea de $h = C$ y luego graficar estas pendientes en función de las presiones correspondientes para obtener una curva en el plano $\mu p$. El área bajo tal curva es $\Delta T = \int \mu \, dp]_h$. También se obtienen las gráficas con coordenadas de presión o de temperatura en función de la entalpia. A partir de las mediciones de $p$ y $T$ que se describieron antes, se puede hallar $\mu$ en cualquier estado; entonces un valor instantáneo de $c_p$ se calculará a partir de la ecuación (11-29) con los datos disponibles de volumen; pero vea las ecuaciones (11-31) y (11-35).

Conociendo $c_p$ y $\mu$ se pueden calcular los volúmenes específico o molar como sigue. De la ecuación (11-29) multiplique

**(a)** $$c_p\mu = T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v$$

por $dT/T^2$, teniendo presente la restricción $p$ constante y así

**(b)** $$\frac{c_p\mu\, dT}{T^2} = \left[\frac{T\, dv - v\, dT}{T^2}\right]_p = d\left(\frac{v}{T}\right)_p$$

la cual, por integración desde un estado de referencia $v^\circ/T^\circ$ hasta un estado $v/T$, da

**(c)** $$\frac{v}{T} = \frac{v^o}{T^o} + \int\left(\frac{c_p\mu}{T^2}\, dT\right)_p$$

La integración de **(c)** desde $T^\circ$ hasta $T$ hace posible el cálculo de $v$. También se utiliza una forma de la ecuación **(c)** para corregir la lectura de temperatura de un termómetro de gas de presión constante.

Un experimento modificado se indica en la figura 11/5, donde se representa un medio para calentar un gas que atraviesa un tapón poroso. Si el flujo de energía $E_c$ dentro del tapón se regula apropiadamente, puede hacerse que la temperatura en 2 se mantenga igual a la temperatura en 1. Si los datos se reúnen para un cierto número de distintas presiones finales (todas a la misma $T$), se puede trazar una isoterma en el plano $hp$; otras isotermas se hallan de manera semejante. La pendiente de tal isoterma es $(\partial h/\partial p)_T$ $(= \mu_T)$, la cual puede, por lo tanto, ser evaluada. Escribiendo la ecuación (11-4) para $h$, $T$, $p$, se obtiene

**(d)** $$\mu_T \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h = -c_p\mu$$

En consecuencia, los datos a partir de los dos experimentos permiten efectuar un cálculo de $c_p$. Este enfoque es útil para altas presiones en cuyo caso las mediciones calorimétricas son más difíciles (pero los procedimientos espectroscópicos a baja presión son más precisos).

Utilizando $pv = ZRT$ con la ecuación (11-29), se obtiene una expresión a partir de la cual es posible calcular un cambio de $Z$ por integración gráfica con valores conocidos de $\mu$; o bien, $\mu$ se puede determinar a partir de valores conocidos de $Z$. Evidentemente una ecuación de estado también puede ser empleada para evaluar $\mu$ de la ecuación (11-29). La curva de inversión *de trazo punteado* de la figura 11/4 es la ecuación de van der Waals reducida, y muestra que este método para determinar la temperatura de inversión está sujeto a error. La ecuación de esta curva se obtiene derivando parcialmente la ecuación de van der Waals reducida que es la ecuación (11-29) e igualando a cero $\mu$.

En la ecuación **(a)**, §11.18, se halla la parcial que define $\mu_T$; por consiguiente,

**(e)** $$\Delta h_d = \int \mu_T\, dp = -\int c_p\mu\, dp$$

Reflexionando acerca de la breve descripción anterior, concluiremos que se puede hallar una cantidad sorprendente de información a partir de estos experimentos de flujo sencillo.

## 11.20 CALORES ESPECIFICOS

Una ecuación para el calor específico $c_v$ en función de $p$, $v$, $T$ se obtiene directamente de la ecuación (11-17) considerando $ds = 0$.

(11-30) $$c_v = -T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_s = \frac{\beta T}{\varkappa_T}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_s$$

que es la forma final utilizando la ecuación **(b)**, §11.7. De modo semejante, si $ds = 0$ en la ecuación (11-18), se obtiene

(11-31) $$c_p = T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_s = T\beta_v\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_s$$

Vea la ecuación **(b)** que está a continuación. La relación de calores específicos es entonces

**(a)** $$k = \frac{c_p}{c_v} = -\frac{(\partial v/\partial T)_p\,(\partial p/\partial T)_s}{(\partial p/\partial T)_v\,(\partial v/\partial T)_s} = -\frac{(\partial v/\partial T)_p\,(\partial p/\partial v)_s}{(\partial p/\partial T)_v}$$

La entropía no se puede suprimir totalmente de la expresión de $k$. Aplicando la ecuación (11-4) para las propiedades $p$, $v$, $T$, se determina que

**(b)** $$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = -\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$$

lo cual, empleado en la ecuación **(a)**, da

(11-32) $$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{(\partial v/\partial p)_T}{(\partial v/\partial p)_s} = \frac{\varkappa_T}{\varkappa_s}$$

donde se han utilizado las compresibilidades isotérmica e isentrópica, §11.7. Vemos que las mediciones de estas compresibilidades dan por resultado un valor de $k$ independiente de los datos calorimétricos, que es la clase de comprobación que agradaría a los experimentadores. En el caso de *gases* no demasiado distantes de los estados de saturación, $c_p$ crece rápidamente con la presión, y a las presiones más altas, mayores que $p_R = 2$, puede disminuir algo, pero permanece a un valor mucho más alto que 1 atm. Puesto que el valor de $c_v$ no aumenta tan rápidamente con la presión como $c_p$, la relación $k$ se incrementa notablemente con la presión a temperatura constante. Estas observaciones se pueden deducir cualitativamente de las ecuaciones (11-30) y (11-31).

Para obtener una ecuación para la diferencia de calores específicos se podrían restar simplemente las ecuaciones (11-31) y (11-30). Sin embargo, se llega a un modo más breve directamente de otra manera. Considere que la ecuación (11-17) se aplica a un proceso a presión constante;

**(c)** $$ds_p = \left[\frac{c_v}{T}\,dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv\right]_p$$

De la ecuación (11-18), para $p = C$, se halla

**(d)** $$ds_p = \left(\frac{c_p}{T}\,dT\right)_p$$

Puesto que **(c)** y **(d)** dan $ds_p$, igualándolas y multiplicándolas por $T/dT$ queda

(11-33) $$c_p - c_v = T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$$

De la ecuación anterior **(b)** y utilizando la ecuación **(b)** de la sección §11.7, tenemos

**(e)** $$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = \frac{\beta}{\varkappa_T}$$

la cual, sustituida en (11-33), da

(11-34) $$c_p - c_v = -T\frac{(\partial v/\partial T)_p^2}{(\partial v/\partial p)_T} = -T\frac{(\partial p/\partial T)_v^2}{(\partial p/\partial v)_T} = \frac{Tv\beta^2}{\varkappa_T}$$

Pongamos a prueba esta ecuación (11-33) en el caso de un gas ideal. Puesto que $v$, $T$ y la compresibilidad isotérmica $\varkappa_T$ de la ecuación (11-14) deben ser positivas, la (11-34) muestra que $c_p - c_v$ es siempre positiva, excepto cuando $(\partial v/\partial T)_p = 0$, donde $c_p = c_v$ (cierto para $H_2O$ líquido a la máxima densidad, 39°F ó 3.89°C). Los calores específicos a 0°R son también iguales; además, $c_p - c_v \to 0$, a medida que $T \to 0$, como se concluye de la ecuación (11-34). Recuerde que $c_p - c_v = R$, la constante de los gases ideales para un gas que cumple la relación $pv = RT$.

En el caso de un gas a baja presión (ideal), los calores específicos son funciones de la temperatura solamente. Puesto que esto es así, y como se dispone de los calores específicos de muchas sustancias a baja presión, son útiles las expresiones que muestran las variaciones de $c_p$ y $c_v$ a lo largo de una isoterma. Apliquemos la prueba de exactitud de la ecuación (11-3) a la (11-26) para $dh$, la cual se sabe que es una diferencial exacta;

(11-26) $$dh = \underset{[M]}{c_p\,dT} + \underset{[N]}{\left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right]} dp$$

**(f)** $$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - T\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] = -T\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p$$

Trasponiendo $\partial p$ e integrando el primer miembro, se tiene

(11-35) $$(c_p - c_p^o)_T = (\Delta c_p)_T = -T\int_{p^o}^{p}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p dp$$

donde $c_p$ es el valor a una cierta presión $p$, y $c_p^o$ es un valor conocido en algún estado de referencia a la misma temperatura; la integral es con $T = C$. Aplicando la ecuación (11-35) a un gas ideal, se halla que $\Delta c_p = 0$; o sea, que $c_p$ no es una función de la presión de un gas ideal. Transformando $(\partial^2 v/\partial T^2)_p = [\partial(\partial v/\partial T)/\partial T]_p = [\partial(v\beta)/\partial T]_p = v\beta^2$, donde $(\partial v/\partial T)_p = v\beta$; la forma final es aceptable si $\beta$ es constante. Esto da

**(g)** $$(dc_p)_T = -Tv\beta^2\,dp \qquad [\text{LIQUIDO, SOLIDO, } \beta = C]$$

a partir de lo cual —debido a $\beta^2$, $v$ y $T$ son siempre positivas— concluiremos que $c_p$ para un líquido o un sólido disminuye a medida que la presión aumenta.

Para obtener la variación del calor específico a volumen constante con respecto al volumen, apliquemos la prueba de exactitud a la ecuación (11-24) para $du$;

**(h)** $$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v$$

(11-36) $$(c_v - c_v^o)_T = (\Delta c_v)_T = T\int_{v^o}^{v}\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v dv$$

donde $v^o$ es el volumen a la presión baja $p^o$. Las ecuaciones (11-35) y (11-36) se reconocen como las que se pueden interpretar como *desviaciones de calor específico*, cuando se evalúa el cambio desde una presión baja $p^o$ hasta una presión real más alta $p$, y se pueden convertir en propiedades generalizadas como se hizo para $\Delta s_d$ y $\Delta h_d$.

### 11.21 Ejemplo—Diferencia de calores específicos en el caso de un sólido

Tratándose del cobre en el ejemplo de la sección §11.9, determine la diferencia de calores específicos y el calor específico a volumen constante. De la sección §11.9, obtenemos $\varkappa_T = 3.72 \times 10^{-10}$ pie$^2$/lb $= 7.62 \times 10^{-11}$ m$^2$/kgf, $\beta = 2.74 \times 10^{-5}$ (°R)$^{-1}$ $= 4.93 \times 10^{-5}$ K$^{-1}$, $T = 540$°R $= 300$ K y $\rho = 555$ lb/pie$^3$ $= 8\,890$ kg/m$^2$.

**Solución.** Por la última forma de la ecuación (11-34) se tiene

**(a)** $$c_p - c_v = \frac{Tv\beta^2}{\varkappa_T} = \frac{T\beta^2}{\rho\varkappa_T} = \frac{(540)(2.74)^2(10^{-10})}{(555)(3.72)(10^{-10})(778)} = 0.002546 \text{ Btu/(lb·°R)}$$

O sea, 0.002546 kcal/(kg·K). Del *Marks' Mechanical Engineers Handbook,* se obtiene, en el caso del cobre, $c = 0.092$ Btu/(lb·°R) $= 0.092$ kcal/(kg·K), "a la temperatura ambiente". Considerando la dificultad de mantener un cambio de temperatura a volumen constante, es completamente seguro suponer que el $c$ dado es $c_p$. En consecuencia $c_v = 0.092 - 0.0025 = 0.0895$, un valor que corrobora las observaciones anteriores acerca de que la diferencia $c_p - c_v$ para sólidos y líquidos a menudo es pequeña. Sin embargo, no se deben deducir conclusiones forzadas si uno encara la necesidad de utilizar el $c_v$ de sólidos o líquidos, debido a que la variación con frecuencia es mayor que el 10%; además, la diferencia aumenta con la temperatura.

## 11.22 ECUACIONES DE ENERGIA CON LIQUIDOS O SOLIDOS

En la sección §11.9 se determinó la ecuación para el trabajo $p\,dv$ de un sólido [ver ecuación (c)] y la ecuación para el cambio de entropía correspondiente a un proceso isotérmico. En el caso de un proceso isentrópico, naturalmente que $ds = 0$; de la ecuación (11-18A) se obtiene

**(a)** $$c_p\frac{dT}{T} = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp \quad \text{o bien,} \quad dT = \frac{T_m\beta v}{c_p}dp \qquad [s = C]$$

donde se puede suponer que $v$ y $\beta$ no cambian significativamente durante el proceso, y en el que el cambio de temperatura es tan pequeño que es válida la integración con un valor medio $T_m$ o $T_1$. Puesto que el trabajo reversible sin flujo es $dW = p\,dv$ escribimos primero la diferencial de $v(s, p)$:

**(b)** $$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p ds + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s dp = -\kappa_s v\,dp \qquad [s = C]$$

en la que se considera $ds = 0$ y $(\partial v/\partial p)_s = -\kappa_s v$ de la ecuación (11-13). Este valor de $dv$ sustituido en $p\,dv$ da

**(c)** $$W = -\kappa_s v \int_1^2 p\,dp = -\kappa_s v \left(\frac{p_2^2 - p_1^2}{2}\right)$$

En el caso de un proceso isentrópico $Q = 0$ y $\Delta U = -W$.

En un proceso de flujo constante, $-v\,dp = dK + dP + dW$, ecuación (4-16), en donde $-\int v\,dp$ es posible evaluarla a partir de $\int p\,dv - \Delta pv$. Observe también que $dh = T\,ds - v\,dp$ se reduce a $dh = -v\,dp$ para el proceso isentrópico, y que el aumento en la presión puede ser lo bastante grande para originar un cambio de volumen que no será desestimado. A partir de las compresibilidades, §11.7, escribiremos

**(d)** $$dv = -\kappa_T v\,dp \quad [T = C] \qquad \text{y} \qquad dv = -\kappa_s v\,dp \quad [s = C]$$

una de las cuales fue empleada en la ecuación **(c)**. Ya hemos señalado la aproximación de hacer que $v = C$ en la integral $-\int v\,dp$ para hallar $-v \int dp$.

El cambio de entalpia para un proceso isotérmico se obtiene de la ecuación (11-26) tomando $dT = 0$. Utilizando $(\partial v/\partial T)_p = \beta v$, tenemos

**(e)** $$[dh]_T = v\,dp - \beta T v\,dp = (1 - \beta T)v\,dp$$

que es especialmente fácil de integrar para aquellos casos donde $\beta$ y $v$, así como $T$, son lo suficientemente constantes para que sea apropiado un valor promedio.

## 11.23 CALORES ESPECIFICOS DE SOLIDOS

Aproximadamente hace 150 que Dulong y Petit observaron que el calor específico $c$ de muchos *elementos* sólidos cristalinos es tal que $cM = 6$, donde $C$ es el calor específico cuando se considera $M$ como la masa *atómica*; de manera que el calor atómico $C = 6$ cal/(átomo-gramo)·K = 6 Btu/(átomo-libra)·°R, para los elementos. Suponga que el sólido cristalino posee las mismas propiedades en todas direcciones (es isentrópico), y que sus atómos tienen ciertas ubicaciones medias, con respecto a las cuales vibran, de manera que no pueden moverse como lo hacen las moléculas de un gas. Sus vibraciones se efectúan

en cualquier dirección de modo que la energía vibracional corresponde a los tres grados de libertad, §2.22. Suponiendo vibraciones armónicas, la energía potencial media es igual a la energía cinética media, §2.11. Luego entonces, de acuerdo con el principio de equipartición de la energía, $f = 6$ en la ecuación (2.29), §2.22, y la energía del átomo es $f\varkappa T/2 = 3\varkappa T$. Con base en la masa atómica, $\bar{\mu} = f\bar{R}T/2 = 3\bar{R}T$, o bien, $C_v = (\partial\bar{u}/\partial T)_v = 3\bar{R} = 3 \times 1.986 = 5.958$ cal/(átomo-gramo)·K = 5.958 Btu/(átomo-libra)·°R. La constante de los gases aparece en el calor específico de un sólido debido a la constante de Boltzmann $\varkappa$ para una molécula. La concordancia con el valor de Dulong y Petit fue alentadora, pero demasiados sólidos monoatómicos poseen calores específicos que difieren notablemente del valor 6 a temperaturas ordinarias, y todos ellos disminuyen cuando lo hace la temperatura. Hasta el advenimiento de la mecánica cuántica fue que se halló una explicación, primero por Einstein, quien dedujo el valor basado en la teoría cuántica de la energía media por grado de libertad, en vez de utilizar $\varkappa T$. En el modelo de Einstein, cada átomo tenía la misma frecuencia $\nu$, vibrando independiente de sus vecinos. El valor de la frecuencia fue determinado a fin de que la ecuación de Einstein se ajustara a los datos experimentales dentro de un razonablemente amplio intervalo de temperatura, pero no hubo concordancia a temperaturas muy bajas[5.2].

El modelo de Debye constituyó una mejora notable a temperaturas muy bajas. Este investigador supuso que las vibraciones fueran ondas estacionarias no independientes entre sí, una hipótesis razonable considerando que los átomos en un cristal están lo suficientemente cercanos entre sí para que tengan interacciones de fuerza, pero consideró que había una frecuencia máxima límite. Es esta frecuencia máxima la que se determina para hacer que la ecuación fundada en la teoría cuántica se adapte a los valores medidos y es un número característico de la sustancia.

El calor específico atómico determinado por Dulong y Petit sirve razonablemente bien a temperaturas "ordinarias" para sólidos monoatómicos cuya masa molecular es mayor que 40. En el caso de estados poco usuales, consulte textos de física avanzada y de termodinámica estadística.[5.2]

## 11.24 LA SUPERFICIE DE GIBBS PRIMITIVA

En el Capítulo 3 presentamos varias superficies termodinámicas y diagramas de fases correspondientes a la sustancia pura. Ahora introduciremos un conjunto de puntos de estado que describen la sustancia pura en la región $E$-$V$-$S$ y denominaremos a la superficie resultante como superficie de Gibbs primitiva. A continuación se dan los detalles.

Para definir por completo esta superficie primitiva necesitaremos una relación entre las cinco propiedades $E$, $V$, $S$, $p$ y $T$; esta relación ya existe en la forma de la primera ley como la aplicamos a un sistema cerrado.

**(a)**
$$dQ = dE + dW_n$$

$$T\,dS = dE + p\,dV$$

**(b)**
$$dE = T\,dS - p\,dV$$

Ahora bien, puesto que $E$, $V$ y $S$ son propiedades, se deduce que

**(c)**
$$E = f(S, V) \quad \text{o bien,} \quad f(E, S, V) = 0$$

y se puede escribir

**(d)** $$dE = (\partial E/\partial S)_V\, dS + (\partial E/\partial V)_S\, dV$$

Comparando las ecuaciones **(b)** y **(d)** se obtiene

**(e)** $$(\partial E/\partial S)_V = T$$

**(f)** $$(\partial E/\partial V)_S = -p$$

Es posible interpretar geométricamente las ecuaciones **(e)** y **(f)** definiendo un plano que es tangente a la superficie descrita por la ecuación **(c)**. Esto se ilustra en la figura 11/6.

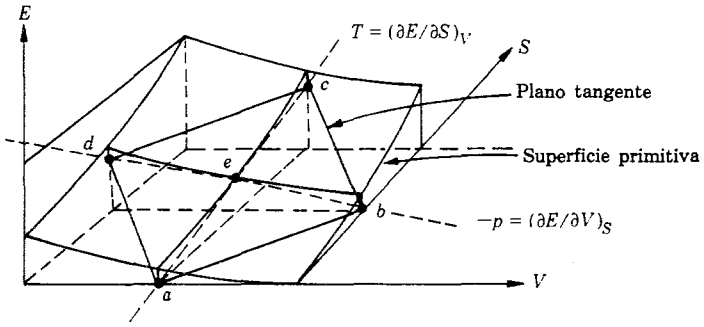



**Fig. 11/6.** *Superficie primitiva de Gibbs con plano tangente.*

Note que el plano *a-b-c-d* es tangente a la superficie primitiva en el punto *E* y se encuentra debajo de la superficie —siempre estará debajo porque la superficie será siempre cóncava hacia arriba.

Podemos ahora definir la superficie de Gibbs primitiva como un conjunto de puntos de estado que representa todos los estados de equilibrio homogéneo de una sustancia pura en reposo en la región *E-V-S*; la presión $p$ y la temperatura $T$ se requieren para describir el grado de curvatura de la superficie en cada punto del conjunto —o sea, describen cada uno de los innumerables planos que son tangentes a la superficie.

## 11.25 LA SUPERFICIE DE GIBBS DERIVADA

Existe gran número de superficies que se pueden derivar de la superficie de Gibbs primitiva. Por ejemplo, suavicemos la condición de que la sustancia se halle en reposo, o sea, todas las partículas están ahora en movimiento con una velocidad común $\mathscr{v}$. Observe luego que

$$E = U + \mathscr{v}^2/2 \quad \text{o bien,} \quad \Delta E = \mathscr{v}^2/2$$

y todas las otras propiedades permanecen sin cambio como

$$\Delta S = 0 \qquad \Delta V = 0.$$

Por consiguiente, esta superficie derivada es una paralela (por decirlo así) a la superficie primitiva, pero desplazada verticalmente hacia arriba en un valor de $\Delta E$ para tomar en cuenta el movimiento.

Se puede observar también que si la sustancia está en más de una fase como sólida $S$, líquida $L$ o de vapor $V$, es posible tener entonces una superficie como la de la figura 11/7.

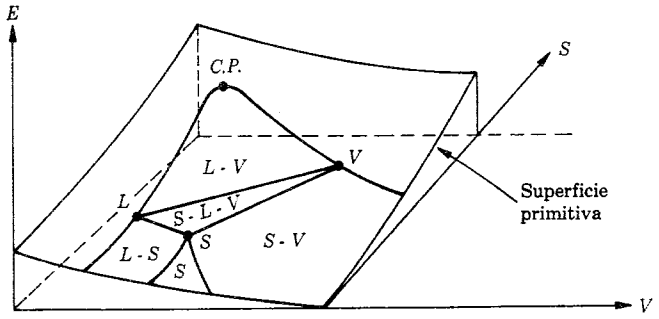
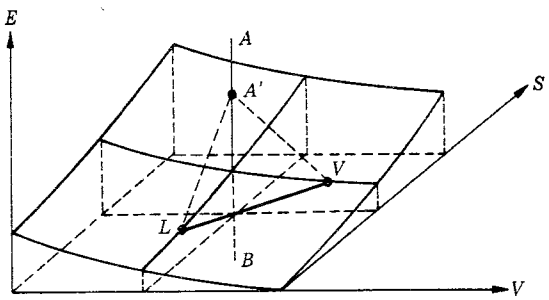



**Fig. 11/7.** *Superficies primitiva y derivada.*

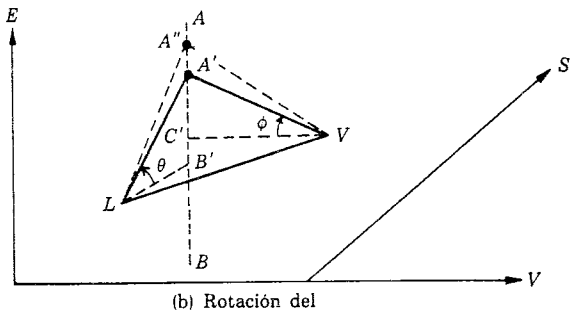
## 11.26 RELACIONES TERMODINAMICAS CONSIDERADAS RESPECTO DE LA SUPERFICIE DE GIBBS PRIMITIVA

Ahora obtengamos una o dos relaciones a partir de la superficie primitiva. La figura 11/7 revela las tres fases de una sustancia pura; el punto triple es el triángulo con vértices $S$, $L$, $V$.

Consideremos la línea líquido-vapor $L$-$V$ y observe que el plano tangente debe pasar por toda esta recta puesto que $p$ y $T$ son iguales en todos sus puntos. Si trazamos un plano de $V$ constante que cruce por el punto $L$, y uno de $S$ constante que pase por el punto $V$, los dos planos se cortarán entre sí a lo largo de una línea $AB$ que es paralela al eje $E$; ver la figura 11/8(a).




(a) Plano tangente para la región líquido-vapor




(b) Rotación del plano tangente

**Fig. 11/8**

Por la geometría de la figura 11/8(b),

$$\tan \theta = \frac{A'B'}{LB'} = T \qquad \text{y} \qquad \tan \phi = \frac{A'C'}{VC'} = -p$$

Con una pequeña rotación del plano tangente,

$$\tan (\theta + d\theta) = \frac{A'B' + A'A''}{LB'}$$

$$= \frac{A'B'}{LB'} + \frac{A'A''}{LB'} = T + dT$$

y además

$$\frac{A'A''}{LB'} = dT$$

Asimismo,

$$\tan (\phi + d\phi) = \frac{A'C' + A'A''}{VC'}$$

$$= \frac{A'C'}{VC'} + \frac{A'A''}{VC'} = |-p| + |-dp|$$

y además,

$$\frac{A'A''}{VC'} = |-dp|$$

Pero $A'A'' = dT(LB') = dp(VC')$

$$\frac{dT}{dp} = \frac{VC'}{LB'}$$

Ahora bien, $VC'$ es $v_v - v_L = v_{fg}$

y $LB'$ es $s_v - s_L = s_{fg}$.

Finalmente,

$$\frac{dT}{dp} = \frac{v_{fg}}{s_{fg}} = \frac{v_{fg}}{h_{fg}/T}$$

o bien,

$$h_{fg} = Tv_{fg} \frac{dp}{dT},$$

que es la relación de Clausius-Clapeyron.
De nuevo observe que

$$\frac{A'A''}{LB'} = (dT)_v = (dT)_s$$

y además,

$$\frac{A'A''}{VC'} = -(dp)_s = -(dp)_v$$

Ahora bien,

$$\frac{A'A''}{(VC')(LB')} = \frac{A'A''}{(LB')(VC')}$$

$$\frac{(dt)_v}{VC'} = \frac{-(dp)_s}{LB'}$$

Reordenando, tenemos

$$\frac{(dT)_v}{-(dp)_s} = \frac{VC'}{LB'}$$

Pero $VC' = (v_{fg})_s$ y $LB' = (s_{fg})_v$

o bien,

$$\frac{(v_{fg})_s}{(s_{fg})_v} = \frac{(dv)_s}{(ds)_v}$$

Por consiguiente,

$$\frac{(dT)_s}{-(dp)_s} = \frac{(dv)_s}{(ds)_v}$$

o sea, $(\partial T/\partial v)_s = -(\partial p/\partial s)_v$, una de las relaciones de Maxwell.

Continuando con otras operaciones geométricas se pueden obtener las tres relaciones restantes de Maxwell.

## 11.27 MEZCLAS DE GASES NO IDEALES

Una mezcla de gases *ideales* (Capítulo 12) no presenta problema alguno porque los diversos enfoques indicados a continuación conducen al mismo resultado; por ejemplo, la ley de Dalton de las presiones parciales (§6.10) y la ley de Amagat de los volúmenes parciales (§12.2) dan las mismas respuestas. Se ha demostrado que un gas ideal componente $i$ en una mezcla de gases ejerce una presión parcial $p_i = X_i p_m$, donde $X_i$ es la fracción molar o la fracción volumétrica de $i$, pero una comprobación indica que se supuso que el factor de compresibilidad $Z = 1$ (o bien, es el mismo para todos los componentes). Tratándose de gases con valores diferentes de $Z$ y para $n_i$ moles de cada uno de los $i$ componentes,

**(a)** $$p_m = \frac{n_m Z_m \bar{R} T_m}{V_m} = \frac{n_a Z_a \bar{R} T_m}{V_m} + \frac{n_b Z_b \bar{R} T_m}{V_m} + \ldots = \frac{\bar{R} T_m}{V_m} \sum_i n_i Z_i$$

para cualquier número de componentes, $A$, $B$, ..., ecuación en la cual los sumandos de la derecha se podrían considerar como la presión ejercida por cada uno de los componentes respectivos si ocuparan cada uno el volumen $V_m$ a la temperatura $T_m$. Puesto que se acostumbra *definir* la presión *parcial* de un gas real por $p_i = X_i p_m$, etc., los términos de la ecuación **(a)** *no* se llaman presiones *parciales*. Tratándose de una definición particular de $Z$ como la que se da a continuación, se puede decir que la ecuación es la ley de Dalton de *presiones aditivas* en función del factor de compresibilidad $Z$. El principio de las presiones aditivas

se puede expresar también en términos de cualquier ecuación de estado, pero de preferencia una que sea explícita en las presiones[1.16], por ejemplo, la de van der Waals. En el caso de un solo componente $i$ la ecuación de van der Waals será

**(b)**
$$p_i = \frac{n_i \bar{R} T_m}{V_m - n_i b} - \frac{n_i^2 a}{V_m^2}$$

obtenida considerando $v_i$ como igual a $V_m/n_i$ (unidades de volumen por mol de $i$) en la ecuación (10-4); se supone que la presión total es $p_m = p_a + p_b + \ldots = \Sigma p_i$. Además de la posibilidad de utilizar cualesquiera de varias otras ecuaciones de estado en vez de la de van der Waals, hay otras formas de emplear el principio de las presiones aditivas, que no veremos aquí.[1.16]

El principio de Amagat de los *volúmenes aditivos* es $V_m = V_a + V_b + \ldots = \Sigma V_i$, donde $V_i$ representa el volumen que ocuparía el componente $i$ a $p_m$ y $T_m$. Como en el caso de las presiones aditivas, este principio se puede emplear de varias formas incluyendo el uso de los factores de compresibilidad y las ecuaciones de estado, de preferencia las explícitas en $v$. Estos diversos enfoques en general dan respuestas distintas. Algunas veces un enfoque es mejor y a veces otro.

Observemos primero que no está definida la manera de elegir los factores de compresibilidad individuales en la ecuación **(a)**. En **(a)** consideremos que $V_m = n_m \bar{v}_m$, donde $n_m$ es el número de moles de mezcla; luego entonces $n_i/n_m = X_i$, la fracción molar del gas $i$, etc. Ahora bien, teniendo en cuenta que $Z_m$ es el factor de compresibilidad de la mezcla se puede obtener una estimación de él mediante **(a)**, lo cual se reduce a lo siguiente (dividiendo entre $n_m$; $X_i = n_i/n_m$):

**(c)**
$$Z_m = X_a Z_a + X_b Z_b + \ldots = \sum_i X_i Z_i$$

donde los factores $Z$ de los componentes se pueden definir en una u otra de estas dos formas (si el volumen de 1 mol de componente $i$ es $\bar{v}_i$, su volumen para una fracción molar $X_i$ a su presión parcial es $X_i \bar{v}_i$, que es el volumen de 1 mol de mezcla $\bar{v}_m$; $X_i \bar{v}_i = \bar{v}_m$):

**(d)**
$$Z_i = \frac{p_i \bar{v}_i}{\bar{R} T_m} = \frac{p_i \bar{v}_m}{X_i \bar{R} T_m} \qquad \text{[PRESIONES ADITIVAS]}$$

**(e)**
$$Z_i = \frac{p_m \bar{v}_i}{\bar{R} T_m} \qquad \text{[VOLUMENES ADITIVOS]}$$

donde se tiene 1 mol de mezcla en **(d)**, y **(e)** se expresa para 1 mol de $i$ a $p_m$ y $T_m$. Si los valores de los factores $Z$ individuales de **(d)** se sustituyen en **(c)**, tenemos

**(f)**
$$Z_m = \frac{p_m \bar{v}_m}{\bar{R} T_m} = X_a \frac{p_a \bar{v}_m}{X_a \bar{R} T_m} + X_b \frac{p_b \bar{n}_m}{X_b \bar{R} T_m} + \ldots = \frac{\bar{v}_m}{\bar{R} T_m} \sum_i p_i$$

el valor de $Z_m$ evaluado por presiones aditivas. Luego, sustituyendo las $Z$ de **(e)** en **(c)** se obtiene

**(g)**
$$Z_m = \frac{p_m \bar{v}_m}{\bar{R} T_m} = X_a \frac{p_m \bar{v}_a}{\bar{R} T_m} + X_b \frac{p_m \bar{v}_b}{\bar{R} T_m} + \ldots = \frac{p_m}{\bar{R} T_m} \sum_i X_i \bar{v}_i \qquad \text{[VOLUMENES ADITIVOS]}$$

cuando los componentes están a las mismas $p_m$ y $T_m$. La ecuación **(g)** define $Z$ de acuerdo con el principio de los volúmenes aditivos.

Un método para la resolución de problemas mediante el procedimiento anterior consiste en calcular $p_R$, $T_R$ o $v_{Ri}$ para cada gas empleando uno u otro principio —o bien, ambos—, ecuación **(d)** o **(e)**; utilizar un diagrama de factores de compresibilidad, y evaluar $Z_m$ a partir de **(c)**. Es posible determinar una incógnita de $p_m\bar{v}_m = Z_m\bar{R}T_m$. Quizá sea necesario abordar el problema en forma diferente mediante los datos conocidos, por ejemplo, por una resolución por tanteo.

Realmente no hemos justificado la teoría para el manejo de las mezclas de gases no ideales (o imperfectos). Sin atrevernos a formular una declaración categórica, podemos decir que los volúmenes aditivos tienden a dar mejores respuestas a altas presiones reducidas; y las presiones aditivas, cuando se trata de bajas presiones reducidas. Hougen[1.13] destaca que la regla de Amagat da mejores resultados para mezclas de $N_2$ y $H_2$, pero que la regla de Dalton es mejor para mezclas de argón y etileno. Y así sucesivamente. La busca de un sistema más seguro ha continuado incensantemente, siendo una de las sugerencias más sencillas la regla de Kay[0.8].

**(h)** $$p_{cm} = X_a p_{ca} + X_b p_{cb} + \ldots = \sum_i X_i p_{ci}$$

**(i)** $$T_{cm} = X_a T_{ca} + X_b T_{cb} + \ldots = \sum_i X_i T_{ci}$$

donde $p_{cm}$ y $T_{cm}$ son las llamadas presión y temperatura seudocríticas de la mezcla, $X_i$ es la fracción molar de un componente, y $p_{ci}$ y $T_{ci}$ son valores críticos para el componente $i$. Mediante $p_R$ y $T_R$ (reducidas) en vez de $p_{cm}$ y $T_{cm}$, es posible determinar un valor de $Z_m$ para la mezcla mediante un diagrama de compresibilidad generalizado. También un volumen seudorreducido $v_{Ri}$ puede calcularse a partir de $p_{cm}$ y $T_{cm}$. Luego entonces, la mezcla se maneja como una sustancia pura simple (sin cambios de fase). La regla de Kay, además de ser más fácil de emplear, generalmente da mejores respuestas globales que las reglas de Amagat o de Dalton aplicadas al factor de compresibilidad. Existen otras reglas más complicadas que dan una concordancia algo mejor con el experimento, por lo menos en el área de prueba.[1.5,1.13]

## 11.28 SISTEMA ELASTICO

Cabe destacar la generalidad del enfoque matemático examinando sistemas que no están definidos por $p$, $v$ y $T$. Considerando un sistema elástico —por ejemplo, una varilla metálica— con el cual el lector probablemente esté familiarizado por sus cursos de resistencia de materiales, se determinó en §2.11, ecuación **(f)**, que $\sigma\varepsilon/2$ es la energía almacenada por unidad de volumen que proviene del trabajo realizado sobre el cuerpo elástico, $\sigma = F/A$ es el esfuerzo normal uniforme, $d\varepsilon = dL/L$, donde $\varepsilon$ es la deformación (unitaria). En la forma diferencial general, dicho trabajo es $dW = |\sigma\, d\varepsilon|$; si $\sigma$ es un esfuerzo de tensión, entonces es positivo; $\Delta\varepsilon$ es un incremento, pero el trabajo se realiza *sobre* el cuerpo. En consecuencia, si el elemento elástico es el sistema y si conservamos la misma convención de signos, resulta que $dW = -\sigma\, d\varepsilon$. Recuerde que esto es trabajo por unidad de volumen, §2.11.

En §2.15 se señaló que $dW$ en las ecuaciones de energía se podrían interpretar como cualquier "clase" de trabajo, ecuación (2-19). En el sistema elástico, el único trabajo es el realizado para cambiar la deformación, como se dio antes (el trabajo $p\, dv$ es completamente despreciable). Por consiguiente, la ecuación de energía para flujo nulo (4-7) será

**(a)** $$dQ = dU - \sigma\, d\varepsilon$$

En el caso de procesos reversibles, $dQ = T\,dS$; de manera que

(11-38) $$dU = T\,dS + \sigma\,d\varepsilon$$

Para obtener diversas relaciones de propiedades, hay que manejar esta ecuación como se hizo en la Tabla V. La prueba de exactitud de la relación equivalente de Maxwell:

**(b)** $$\left(\frac{\partial T}{\partial \varepsilon}\right)_S = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial S}\right)_\varepsilon$$

**(c)** $$\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_\varepsilon = T \qquad [\text{DE (11-38)}, \ \varepsilon = C]$$

**(d)** $$\left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon}\right)_S = \sigma \qquad [\text{DE (11-38)}, \ S = C]$$

**(e)** $$\left(\frac{\partial S}{\partial \varepsilon}\right)_U = -\frac{\sigma}{T} \qquad [\text{DE (11-38)}, \ U = C]$$

Repasando las definiciones que se emplearán más adelante, observamos que el coeficiente de dilatación lineal a presión constante, §11.7, será (a esfuerzo constante en este sistema, $d\varepsilon = dL/L$)

**(f)** $$\alpha = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_\sigma$$

que varía con la temperatura, pero no mucho en el caso de un $\Delta T$ pequeño. El bien conocido módulo de elasticidad de Young (nota: a $T = C$) es constante cuando se trata de metales por debajo del límite elástico y a temperaturas normales, $E = \sigma/\varepsilon$, pero no en todos los casos. En general, entonces se tiene

**(g)** $$E = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon}\right)_T \qquad [E \text{ NO REPRESENTA ENERGIA EN ESTA SECCION}]$$

Exprese la diferencial de $\varepsilon(T, \sigma)$ y utilice estas definiciones;

**(h)** $$d\varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_\sigma dT + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma}\right)_T d\sigma = \alpha\,dT + \frac{1}{E}\,d\sigma$$

lo cual quiere decir que el cambio total de deformación es el que corresponde a la variación de temperatura, más el debido al cambio en el esfuerzo. De la ecuación **(h)** para $d\varepsilon = 0$, se obtiene

**(i)** $$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_\varepsilon = -\alpha E$$

que es el caso de un elemento estructural, al que no se le permite cambiar su longitud mientras experimenta una variación de temperatura. Puesto que $\alpha = \alpha(T)$, la ecuación **(i)** se integra fácilmente para $E = C$, o sea, $\int d\sigma = -E \int \alpha(T)dT$, para hallar el cambio en $\sigma$; por ejemplo, en el caso de una variación específica de temperatura. Tratándose de un $\Delta T$ pequeño, se utiliza un valor medio de $\alpha$, $E$ constante, y se determina $\sigma_2 - \sigma_1 =$

$-\alpha E\,\Delta T$, donde un esfuerzo de compresión es negativo. La prueba de exactitud aplicada a la segunda forma de la ecuación **(h)** da

**(j)** $$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial \sigma}\right)_T = \left[\frac{\partial (1/E)}{\partial T}\right]_\sigma$$

la cual da la variación de $\alpha$ con el esfuerzo a $T = C$. En el caso de metales con $E$ constante, lo que es virtualmente cierto para un intervalo pequeño de temperatura, fácilmente concluiremos que $\alpha$ no es afectada por $\Delta\sigma$. Sin embargo, a temperaturas más altas, $E$ comienza a disminuir con rapidez creciente con la temperatura. Por ejemplo, disponiendo de información acerca de $\alpha$ y $\sigma$, de modo que la pendiente $\partial\alpha/\partial\sigma$ pudiera ser determinada a diversas temperaturas, se podría graficar esta cantidad en función de la temperatura, y el área bajo la curva entre cualesquiera dos temperaturas representaría el cambio de $1/E$ con $\sigma = C$. Se deben emplear las mismas unidades de fuerza y de área en $\sigma$ y $E$, y de temperatura en $\alpha$ y $T$. Para la mayor parte de los materiales, $\alpha$ es positivo, pero tratándose del caucho y los elastómeros, $\alpha$ es negativo; $E$ es siempre positivo.

A fin de obtener una ecuación para el cambio de entropía, exprese primero la diferencial de $S(T, \varepsilon)$;

**(k)** $$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_\varepsilon dT + \left(\frac{\partial S}{\partial \varepsilon}\right)_T d\varepsilon$$

Se diferencia de la función de Helmholtz, $A = U - TS$, hace uso de la ecuación (11-37) y se aplica la prueba de exactitud;

**(l)** $$dA = dU - T\,dS - S\,dT = \sigma\,d\varepsilon - S\,dT$$

**(m)** $$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_\varepsilon = -\left(\frac{\partial S}{\partial \varepsilon}\right)_T$$

Escriba la ecuación (11-5) para $U$, $T$, $S$ con $\varepsilon = C$;

**(n)** $$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_\varepsilon \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_\varepsilon \left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_\varepsilon = 1$$

**(o)** $$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_\varepsilon = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_\varepsilon$$

donde se empleó la ecuación **(c)** para obtener $T$. Sustituya los equivalentes hallados en **(m)** y **(o)** en **(k)**, y da lo siguiente

**(p)** $$dS = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_\varepsilon dT - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_\varepsilon d\varepsilon$$

En el caso de un proceso isentrópico, $dS = 0$ y

**(q)** $$\left(\frac{\partial T}{\partial \varepsilon}\right)_S = T\left(\frac{\partial T}{\partial U}\right)_\varepsilon \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_\varepsilon$$

que es el cambio de temperatura con la deformación, a entropía constante. La $\partial U$ está relacionada con $C_\varepsilon \equiv (\partial U/\partial T)_\varepsilon$, que es aproximadamente igual al calor específico a volumen constante, un número que siempre es positivo. También $T$ es invariablemente positiva. Tratándose de los metales y la mayor parte de los materiales, el esfuerzo disminuye al aumentar la temperatura en tanto que $\varepsilon = C$; o sea, $(\partial\sigma/\partial T)_\varepsilon$ es negativa. (Esto es en sentido algebraico. Suponga que el esfuerzo inicial es $\sigma_1 = -100$ kgf/cm$^2$, un esfuerzo de compresión. Considere que incrementa la temperatura hasta $\sigma_2 = -200$ kgf/cm$^2$. Esto significa una disminución en $\sigma$). Por otra parte, el caucho tiene un valor positivo de $(\partial\sigma/\partial T)_\varepsilon$. Se deduce que si una banda de goma se estira rápidamente, $\Delta\varepsilon$ positivo, su temperatura se eleva.

Si son necesarias más relaciones, se puede establecer una propiedad análoga a la entalpia $\zeta \equiv U - \sigma\varepsilon$, y luego la función de Gibbs análoga $\zeta - TS$; opere con ellas como se explicó para la Tabla V.[1.10]

## 11.29 SISTEMA PARAMAGNETICO

Un material que reacciona intensamente con un imán recibe el nombre de *material ferromagnético*; por ejemplo, el hierro, el níquel, el cobalto, el oxígeno líquido y un cierto número de aleaciones metálicas. Sus permeabilidades magnéticas $\mu$ son mucho mayores que $\mu_0$, la permeabilidad del vacío, §2.15. La mayor parte de los materiales reaccionan muy débilmente en un campo magnético, y son *diamagnéticos*, lo que significa que una aguja de tal material libre en un campo magnético asume una posición transversal respecto del mismo; su permeabilidad $\mu$ es menor que $\mu_0$. Un material cuya $\mu$ es ligeramente mayor que $\mu_0$ se dice que es *paramagnético*, y puede experimentar aproximadamente un proceso reversible de magnetización. Una aguja hecha de este material queda alineada con el campo.[1.27]

Considerando el material paramagnético, suponga, como en el caso del sistema elástico, que el trabajo $p\,dV$ es despreciable y que el sistema es el propio material. De la sección §2.15, expresamos el trabajo por *unidad de volumen* para cambiar el magnetismo, como $dW = -\mu_0\mathbf{H}\cdot d\mathbf{M}$; el signo negativo se debe a que se requiere trabajo de entrada para aumentar el magnetismo inducido. El vector $\mathbf{H}$ es la intensidad de campo magnético y el vector $\mathbf{M}$ el momento magnético; ambos son propiedades. (El producto escalar de dos vectores colineales es igual a su producto ordinario.) La primera ley para un proceso reversible da entonces

(a) $$T\,dS = dU - \mu_0\mathbf{H}\cdot d\mathbf{M}$$

lo que es comparable a la ecuación (11-37) para el sistema elástico. Se puede definir la análoga de la entalpia como $\zeta = U - \mu_0\mathbf{H}\cdot\mathbf{M}$, y de esto una función de Gibbs equivalente; utilice también la función de Helmholtz y determine numerosas relaciones de propiedades por el anterior enfoque más o menos detallado. Una opción simple es establecer los símbolos equivalentes para los dos sistemas (por ejemplo, $p \rightarrow -\mu_0\mathbf{H}$, $V \rightarrow \mathbf{M}$, $h \rightarrow \zeta$, $A \rightarrow A$, $\zeta = \zeta - TS \rightarrow G$), y luego sustituir estos símbolos equivalentes en lugar de los de las relaciones de la Tabla V.

En tal análisis, se halla que la temperatura aumenta a medida que el material es magnetizado y que disminuye a medida que se desmagnetiza, es una característica que se emplea para obtener las temperaturas más bajas, próximas a 0°K. Para realizar esto, se enfría una sal paramagnética en un intenso campo magnético hasta una temperatura lo más baja posible, utilizando helio líquido; luego al eliminar el campo magnético, la temperatura del material se reduce a una fracción de un grado absoluto (1 K). Empleando nitrato de cerio y magnesio se puede obtener una temperatura de 0.006 K.[1.11]

## 11.30 CELDA ELECTROQUIMICA REVERSIBLE

Existe un cierto número de elementos de esta clase, siendo uno de los más conocidos el acumulador eléctrico de plomo y ácido. Si la FEM contraria se regula para que sea ligeramente menor o mayor que la FEM generada por la celda, la corriente puede hacerse circular en uno u otro sentido, y la reacción química en la celda se efectuará también en uno u otro sentido, dependiendo de la magnitud relativa de la tensión eléctrica aplicada a la celda. La cantidad de trabajo que se puede obtener de la reacción depende del número de electrones liberados durante la misma (cada uno tiene la carga eléctrica elemental), lo que constituye su *valencia*, $N_e$. Para 1 mol, la carga es la de un Faraday, $\mathscr{F} = 96\,487$ coulombs por unidad de valencia (1 electrón disponible por molécula), o bien, $N_e \mathscr{F} = \mathscr{Q}$ coulombs por mol para $N_e$ electrones por molécula. Esto da el trabajo de la celda a partir de la ecuación (2-17) como

(11-39) $$W = \mathscr{Q}\mathscr{E} = N_e \mathscr{F}\mathscr{E} \text{ J/gmol.}$$

Para determinar relaciones de propiedades para este sistema, se obtiene el trabajo eléctrico por la ecuación (2-17), $dW_e = \mathscr{E}\,d\mathscr{Q}$, donde $\mathscr{E}$ es la FEM. Si en la celda se desprende un gas, existe un trabajo de frontera $p\,dV$ (imaginemos una frontera que se mueve contra la presión del medio circundante a medida que el gas es generado); de modo que el trabajo total del sistema [$dW$ en la ecuación (4-7)] es la suma de éstos. El equilibrio de la primera ley en el caso de un proceso reversible, con $dQ = T\,dS$, es entonces

**(a)** $$T\,dS = dE_s + p\,dV - \mathscr{E}\,d\mathscr{Q}$$

donde se utiliza el signo relativo debido a que la carga disminuye a medida que se realiza trabajo eléctrico. Sin embargo, el trabajo $p\,dV$ usualmente es pequeño en comparación con otras cantidades de energía y generalmente se suprime, lo que equivale a suponer que $V = C$. La ecuación **(a)** queda entonces

**(b)** $$dE_s = T\,dS + \mathscr{E}\,d\mathscr{Q}$$

Los símbolos análogos aquí son $-p \rightarrow \mathscr{E}$ y $V \rightarrow \mathscr{Q}$. Correspondiendo a las relaciones I y II de Maxwell, Tabla V, se obtiene

**(c)** $$\left(\frac{\partial T}{\partial \mathscr{Q}}\right)_S = \left(\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial S}\right)_{\mathscr{Q}} \qquad \text{y} \qquad \left(\frac{\partial T}{\partial \mathscr{E}}\right)_S = -\left(\frac{\partial \mathscr{Q}}{\partial S}\right)_{\mathscr{E}}$$

La segunda ecuación **(c)** se obtendría mediante la análoga de la entalpia $\zeta = E_s - \mathscr{E}\mathscr{Q}$. Considere que el calor específico con carga constante $\mathscr{Q}$ es $c_{\mathscr{Q}} \equiv (\partial E_s/\partial T)_{\mathscr{Q}}$. Luego entonces la ecuación análoga a la (11-17) es

**(d)** $$dS = c_{\mathscr{Q}} \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial T}\right)_{\mathscr{Q}} d\mathscr{Q}$$

Si se observa que cuando $p$ y $V$ son constantes, como sucede si no hay cambio de volumen durante el proceso químico reversible, entonces $\Delta E_s = \Delta H$, donde $E_s$ es la energía total almacenada, incluyendo la química. Para $G = H - TS$ con $T = C$, la diferenciación da

**(e)** $$dG = dH - T\,dS = T\,dS + \mathscr{E}\,d\mathscr{Q} - T\,dS = \mathscr{E}\,d\mathscr{Q}$$

donde la ecuación **(b)** fue empleada para reemplazar $dH$. En el caso de esta reacción reversi-

ble el trabajo es $-\Delta G$, como se vio en el Capítulo 7 por un razonamiento diferente.

Volviendo a la ecuación **(b)**, sea $dE_s - dH$ para $p = C$, $V = C$, y utilice la ecuación **(d)** para obtener el cambio de entalpia a $T = C$;

**(f)**
$$dH = -T\left(\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial T}\right)_{\mathscr{Q}} d\mathscr{Q} + \mathscr{E}\, d\mathscr{Q}$$

**(g)**
$$\Delta H = N_e \mathscr{F}\left[\mathscr{E} - T\left(\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial T}\right)_{\mathscr{Q}}\right]$$

la forma integrada donde $N_e\mathscr{F}$ proviene de la ecuación (11-39) dada anteriormente. Esta ecuación permite el cálculo de la entalpia de una reacción a partir de los datos eléctricos medidos, si puede hacerse que la reacción ocurra en una celda.

## 11.31 CONCLUSION

Los fundamentos matemáticos de la termodinámica son impecables y es posible, desde luego, profundizar más en este aspecto. A medida que se obtienen mejores datos, podemos, como se verá, estar más seguros acerca de todas las propiedades relacionadas.

Puesto que se dispone generalmente de las computadoras digitales, las relaciones matemáticas y las ecuaciones de estado han adquirido renovado interés debido a que los problemas que anteriormente resultaban inatacables ahora son fácilmente manejables. Es probablemente seguro que no se dispondría ya de gran parte de las más recientes propiedades tabuladas si no fuera por la existencia de este nuevo medio de trabajo.

NOTA PARA EL LECTOR. Los capítulos siguientes pueden ser estudiados en el orden que se desee.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**11.1** Examine las siguientes expresiones y diga cuáles de ellas tienen características de propiedad, o sea, son funciones de punto: **(a)** $p\ dv$, **(b)** $(p\ dv + v\ dp)$, **(c)** $(3v^2/p^2)dv - (2v^3/p)dp$, **(d)** $(2x^2y + 5)dx + (2/3x^3 + 7)dy$, **(e)** $x^3y + 3\ xy$ donde $x$ y $y$ son propiedades generales.

**11.2** Demuestre que el trabajo $W$ no es una propiedad. Aplique la prueba de exactitud a un sistema gaseoso cerrado que experimenta un proceso adiabático reversible.

**11.3** En las matemáticas se tiene que cuatro variables que son funciones de punto: $x$, $y$, $z$, $v$ están relacionadas por la expresión $(\partial z/\partial x)_y (\partial x/\partial v)_y (\partial v/\partial z)_y = 1$. Demuestre la validez de este enunciado utilizando las propiedades del agua en la región de 20 bar, 300°C. Sustituya $x$, $y$, $z$, $v$ por $t$, $p$, $s$, $h$.

**11.4** Durante el desarrollo analítico de las relaciones de Maxwell se observa que hay otras cuatro parejas de igualdades que son iguales respectivamente a $T$, $v$, $-p$, $-s$. Deduzca estas relaciones.

**11.5** Empleando la relación I de Maxwell $(\partial T/\partial v)_s = -(\partial p/\partial s)_v$, y la relación matemática de **11.27**, obtenga las tres relaciones restantes de Maxwell.

**11.6** Demuestre la validez de cada una de las cuatro relaciones de Maxwell evaluando las ocho derivadas para vapor de agua en la región de 20 bar, 400°C, empleando intervalos finitos ($\Delta p$) en vez de las diferenciales ($dp$, $\partial p$).

**11.7** Calcule la función de Gibbs para más o menos cuatro estados de vapor sobrecalentado a 300°C, grafique la curva $Gp$ a $T$ constante y demuestre que numéricamente $(\partial G/\partial p)_T = v$, (aproximando las diferenciales mediante intervalos finitos). Utilice en la gráfica intervalos de presión de 1 bar.

**11.8** Exprese la dilatabilidad (o coeficiente de dilatación térmica) y la compresibilidad en función de la densidad, en vez del volumen específico.

**11.9** A partir de la relación básica $\beta = (1/v)(\partial v/\partial T)_p$ determine el coeficiente de dilatación

térmica de un gas cuya ecuación de estado es

**(a)** $$pv = RT$$

**(b)** $$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$

**(c)** Ahora desarrolle las expresiones para las dos compresibilidades, isotérmica e isentrópica, para estos dos gases. Supónganse calores específicos constantes.

**11.10** Demuestre que la ecuación de estado en el caso de una sustancia pura se puede expresar en la forma diferencial: $dv/v = \beta\, dT - K_T dp$. Recuerde que $v = f(T, p)$. Ahora considere $\beta = 1/T$ y $K_T = 1/p$, y halle la ecuación de estado.

**11.11** Compruebe que la diferencia entre los dos valores de compresibilidad está dada por la expresión $\kappa_T - \kappa_s = T\beta^2 v/c_p$.

**11.12** **(a)** Escriba la diferencial de $v$ para $v = f(p, T)$ y exprese el cambio de volumen en función de la compresibilidad isotérmica y el coeficiente de dilatación. **(b)** Calcule el cambio de volumen por unidad de masa de cobre, para el cual $K_T = 0.776 \times 10^{-12}$ cm$^2$/dina, $\beta = 49.2 \times 10^{-6}$/K y la densidad es $\rho = 8\,888$ kg/m$^3$; la presión se incrementa desde 690 kPa abs. hasta 137.9 MPa abs., mientras la temperatura permanece constante en 300 K.

*Resp.* $-1.20 \times 10^{-7}$ m$^3$/kg.

**11.13** **(a)** A partir de la función de entropía $s = f(T, v)$ deduzca la expresión general para el cambio de entropía

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv$$

**(b)** Ahora utilice la función $s = f(T, p)$ y obtenga la expresión general

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$$

**11.14** Haciendo uso de la expresión para $ds$ en **11.13(a)**, demuestre que el cambio de entropía a lo largo de una isoterma toma la forma de $ds_T = \beta\, dv/K_T$ en el caso de un gas ideal.

**11.15** Evalúe el cambio de entropía según una isoterma para 1 kg de vapor en la región de 50 bar, 400°C empleando las dos expresiones generales de **11.13**. Emplee diferencias finitas y compare los resultados con los valores tomados directamente de B 16 (SI).

**11.16** **(a)** Emplee las dos ecuaciones generales de entropía (ver problema **11.13**), para un gas de van der Waals que experimenta un proceso, y deduzca una ecuación para el cambio de entropía. **(b)** Aplique ahora al gas las ecuaciones generales (11-24) y (11-26), y determine las variaciones de energía interna y entalpia en el proceso.

*Resp.* **(a)** $ds = c_v dT/T + R\, dv/(v - b)$, **(b)** $du = c_v dT + a\, dv/v^2$.

**11.17** Obtenga los cambios de entropía, energía interna y entalpia en el caso de 2 kg de acetileno que experimentan un cambio de estado desde 15 atm, 278 K, hasta 30 atm, 556 K, suponiendo que el acetileno cumple la ecuación de estado de van der Waals. Utilice las expresiones generales desarrolladas en el problema **11.16** y realice una comparación con la teoría del gas ideal.

**11.18** Vapor de agua a 400°C se comprime isotérmicamente desde 35 bar hasta 110 bar. Determine los cambios de entalpia y entropía por cada uno de estos métodos y compare con: **(a)** valores de entalpia y entropía tomados directamente del diagrama de Mollier, B 16 (SI); **(b)** con el uso de los diagramas de desviación.

**11.19** Gas $CO_2$ es comprimido isentrópicamente desde 110 atm, 304 K hasta 729 atm, para fines de almacenamiento; la tasa de flujo es de 1 kg/min. Utilice los diagramas de desviación y halle **(a)** la temperatura final, y **(b)** el trabajo necesario. **(c)** Si el gas se comporta en forma ideal, ¿cuál sería la temperatura final y el trabajo? Compare las respuestas.

**11.20** Vapor de agua a 700 bar, 650°C es estrangulado lentamente a través de un tapón adiabático hasta 40 bar; la temperatura de sumidero es 38°C. Determine **(a)** el coeficiente promedio de Joule-Thomson, **(b)** el cambio en la disponibilidad termodinámica del vapor fluyente.

*Resp.* **(a)** +0.333 K/bar, **(b)** −395 kJ/kg.

**11.21** En este ejercicio se calcularán $c_p$, $c_v$ y $k$ para el vapor de agua. **(a)** Localice estos dos puntos de estados en B 16 (SI): 20 bar, 400°C, y 30 bar, 450°C. Obtenga datos y calcule $c_v = T(\partial s/\partial T)_v$ utilizando diferencias finitas. **(b)** Determine $c_p = (\partial h/\partial T)_p$ en esta región, por ejemplo, entre 400°C y 450°C a 25 bar. **(c)** Luego evalúe $k = c_p/c_v$ a partir de estos dos valores de calor específico.

**11.22** A propósito del diagrama de Mollier (*hs*), sección B 16 (SI), demuestre que las líneas de presión constante son paralelas entre sí en sus puntos de intersección con una isoterma común.

**11.23** Una fuerza B actúa sobre una banda de goma tirante, de longitud $L$, y realiza una cantidad diferencial de trabajo $dW = B\, dL$ en un proceso reversible. Por medio del manejo de las

relaciones matemáticas fundamentales, demuestra que $(\partial u/\partial L)_T = B - T(\partial B/\partial T)_L$.

**11.24** Un gas obedece la ecuación de estado $p(v - b) = RT$. **(a)** ¿Es variable o constante la diferencia $c_p - c_v$? ¿Aumenta o disminuye dicha diferencia? **(b)** ¿Depende en cualquier forma del cambio de presión el cambio de energía interna o el de entalpia? **(c)** ¿Cambiará la temperatura de este gas en un proceso de estrangulamiento? ¿Aumenta o disminuye? **(d)** Obtenga ecuaciones para: la temperatura de inversión, el coeficiente de dilatación, la compresibilidad isotérmica; **(e)** para la relación $Tv$ en el caso de un proceso isentrópico con calores específicos constantes; **(f)** para la compresibilidad isentrópica.

**11.25** Una línea isotérmica, menor que la crítica, ha de ser trazada en el plano $pV$ para un gas de van der Waals. Seleccione las constantes en el caso de un gas determinado, utilizando la sección B 18, escriba la forma virial de la ecuación de van der Waals, emplee un intervalo de presión de 1 a 50 atm, y calcule los diversos volúmenes a cada presión y para la temperatura seleccionada. Escriba este programa de computadora.

## UNIDADES TECNICAS

**11.26** Emplee la prueba de exactitud y determine si es exacta la diferencial $dz = (x + 3y)\,dx + (x + 3y)dy$. Intégrela en el sentido del reloj alrededor del cuadrado cuyos vértices son (0, 0), (0, 2), (2, 2), (2, 0). Suponiendo que $dz$ es una diferencial, ¿cuál sería el valor de esta integración cíclica?

**11.27** Demuestre la validez de la ecuación (11-4), $(\partial x/\partial y)_z\,(\partial y/\partial z)_x\,(\partial z/\partial x)_y = -1$, reemplazando las funciones $x$, $y$, $z$, con las propiedades $p$, $v$, $T$, y evaluando luego las derivadas a partir de **(a)** la ecuación de estado de gas ideal, **(b)** la ecuación de estado de Redlich-Kwong dada en el problema **10.3.**

**11.28** Utilice la prueba de exactitud y demuestre que el calor $Q$ no es una propiedad. Se sugiere que haga uso de un sistema cerrado gaseoso y considere que éste experimenta un proceso reversible.

**11.29** Reemplace por $p$, $T$, $S$ las funciones $x$, $y$, $z$ en la relación matemática del problema **11.27**; después evalúe cada una de las derivadas parciales en el caso de vapor de agua en la región de 7 kgf/cm$^2$ abs., 260°C, empleando intervalos finitos apropiados ($\Delta p$) en vez de las diferenciales ($dp$, $\partial p$). ¿Cumple el requisito de igualdad el producto de estas tres relaciones?

**11.30** Obtenga expresiones para las cuatro derivadas totales exactas, que a su vez sirvan de base para el desarrollo analítico de las cuatro relaciones de Maxwell.

**11.31** Utilizando la superficie de Gibbs primitiva como se describe en la región *EVS* (ver sección §11.24), deduzca las relaciones de Maxwell mediante operaciones trigonométricas y de geometría descriptiva.

**11.32** Demuestre la validez de cada una de las cuatro relaciones de Maxwell evaluando las ocho derivadas para el freón F 12 en la región de 7 kgf/cm$^2$ abs., 71°C, utilizando diferencias finitas (como $\Delta p$ en vez de $dp$ o $\partial p$); emplee la sección B 35.

**11.33** En el caso de un vapor que obedece la ecuación del gas ideal, demuestre que el cambio en la presión del vapor de saturación está dado por $dp/p = h_{fg}dT/(RT^2)$ si se supone que es despreciable el volumen del líquido saturado.

**11.34** Haciendo uso de la relación de Clapeyron, compruebe la entalpia (calor latente) $h_{fg}$ de vapor de agua a 60°C, empleando los datos de presión, temperatura y volumen tomados de las tablas.

**11.35** Trace la curva líquido-vapor saturado en el plano $pT$ en el caso de vapor de agua, y estime la pendiente a una temperatura de 10°C. Luego, suponiendo que el vapor es un gas ideal, calcule la entalpia de vaporización ($h_{fg}$). Analice cualquier desviación respecto del valor de $h_{fg}$ tomado de las tablas, desde el punto de vista del error en la medición de la pendiente en la gráfica o del error en el supuesto de gas ideal.

**11.36** Calcule la presión aproximada que se necesita para mantener una mezcla de hielo y agua en equilibrio a −0.55°C. Suponga que $\Delta v$ y $\Delta h$ son independientes de la presión. De las *Tablas de vapor* de Keenan y Keyes se tiene que $v_f = 0.01602$, $v_i = 0.01747$ pie$^3$/lb y $h_i = -143.8$; suponga que $h_f = -1$ Btu/lb y que la presión inicial $p_1$ es 0.0847 psia. *Resp.* 1 084 psia.

**11.37** Determine la temperatura de equilibrio de una mezcla de hielo y agua líquida cuando la presión cambia desde el punto triple hasta el valor de 1 atm. Ver los datos pertinentes en el problema 11.36.

**11.38** Demuestre en el caso de un gas ideal que $\varkappa_T$ es $k$ veces el valor de $\varkappa_s$, donde $k = c_p/c_v$.

**11.39** Compruebe que la pendiente de una isoterma en el plano $\beta p$ es de igual magnitud y opuesta en signo a la pendiente de una isobara en el plano $K_T T$. Enuncie cualesquiera hipótesis requeridas.

**11.40** **(a)** En el caso de un fluido de van der

Waals verifique cada uno de los siguientes coeficientes:

$$\beta = \frac{Rv^2(v-b)}{RTv^3 - 2a(v-b)^2}$$

$$\kappa_T = \frac{v^2(v-b)^2}{RTv^3 - 2a(v-b)^2}$$

**(b)** ¿Cuál es el valor de $\kappa_T/\beta$ expresado en su forma más simple? **(c)** ¿En que se convierten las relaciones anteriores cuando $a = 0, b = 0$ (gas ideal)?

**11.41** Obtenga las ecuaciones generales para $du$ y $dh$ empleando las expresiones dadas en el problema **11.13.**

**11.42** Estime el cambio de entalpia para 1 lb (0.454 kg) de vapor a 500°F (260°C), que experimenta un proceso isotérmico entre 50 psia (3.5 kgf/cm$^2$ abs). y 400 psia (28 kgf/cm$^2$ abs.); utilice sólo los datos $pvT$ de las tablas de vapor y la ecuación general (11-26) para $dh$. SUGERENCIA: Trace las curvas $p = C$ en el plano $vT$; obtenga la pendiente en el valor de $T$ deseado, y determine luego la parte puesta entre corchetes en la ecuación general entre las presiones deseadas a intervalos de presión apropiados; finalmente trace una curva del valor señalado en función de la presión; el área bajo esta curva es la integración gráfica de $\int dh_T$.

**11.43** **(a)** Desarrolle la expresión para el coeficiente de Joule-Thomson en la siguiente forma

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h = \left(\frac{v}{c_p}\right)[T\beta - 1]$$

**(b)** En el caso de que sea constante el coeficiente de Joule-Thomson ($\mu = c$) para un cierto fluido, demuestre que la siguiente expresión debe verificarse: $h = f(T - \mu p)$.

**11.44** Determine el coeficiente de Joule-Thomson para un gas cuya ecuación de estado es **(a)** $pv = RT$, **(b)** $p(v - b) = RT$, **(c)** $(p + a/v^2)(v - b) = RT$.

**11.45** Estudie la sección B 34 y exprese si es positivo o negativo el coeficiente de Joule-Thomson en el caso del mercurio. Exponga las razones de su respuesta.

**11.46** Estime la temperatura de inversión para el vapor de agua y el hidrógeno, ambos a presión cero, suponiendo que la ecuación de estado de van der Waals gobierna cada fluido.

**11.47** Deduzca la relación para la diferencia de calores específicos que establece que $c_p - c_v = vT\beta^2/\kappa_T$.

**11.48** Saque la relación para la razón de calores específicos, $c_p/c_v = k = \kappa_T/\kappa_s$, donde $\kappa_T$ y $\kappa_s$ son las compresibilidades isotérmica e isentrópica, respectivamente.

**11.49** Demuestre que en el caso de un gas de van der Waals.

$$c_p - c_v = \frac{TR^2}{[TR - 2a(v-b)^2/v^3]}$$

**11.50** **(a)** Utilizando dos puntos de estado para vapor de agua, a 2 600 psia, 900°F y 2 900 psia, 1 000°F, calcule $c_v = T(\partial s/\partial T)_v$. **(b)** Determine $c_p$ en esta región, por ejemplo, entre 900°F y 1 000°F a 2 700 psia **(c)** Obtenga $k$ a partir de estos dos calores específicos.

*Resp.* **(a)** 0.474, **(b)** 0.732, **(c)** 1.545

**11.51.** Con base en la definición fundamental de $c_v$ desarrolle la expresión que indique que la intensidad de variación de $c_v$ con respecto al volumen a lo largo de una isoterma es $(\partial c_v/\partial v)_T = T(\partial^2 p/\partial T^2)_v$.

**11.52** Igual que el problema **11.51**, excepto que la intensidad de cambio de $c_p$ con respecto a la presión a lo largo de una isoterma se demuestra que es $(\partial c_p/\partial p)_T = -T(\partial^2 v/\partial T^2)_p = -Tv\beta^2$.

**11.53** Este es un ejercicio en que figuran compresibilidades y dilatabilidades (o coeficientes de dilatación) a partir de diferencias finitas. Considere que la presión sobre agua saturada a 200°F (93°C) se incrementa a 1 000 psia (70 kgf/cm$^2$ abs.). **(a)** Utilizando la tabla de líquido comprimido para $H_2O$, calcule la compresibilidad isotérmica media. **(b)** Empleando los valores de saturación a 190°F (88°C) y 210°F (99°C), obtenga el valor del coeficiente de dilatación a 200°F (93°C). **(c)** Demuestre que $\kappa_T - \kappa_s = T\beta^2 v/c_p$ y calcule $\kappa_s$. Estime $c_p$ a partir de $(\Delta h/\Delta T)_p$ a 190°F (88°C) y 210°F (99°C). **(d)** Si el aumento en la presión se realiza sin flujo, compruebe que $dW_n = -\kappa_s vp\,dp$, y calcule el trabajo sin flujo $W_n$. **(e)** Determine el aumento isentrópico de la temperatura. **(f)** Demuestre que el trabajo de flujo constante $dW_{sf}$ es igual a $dW_n - d(pv)$, calcule $W_{sf}$.

**11.54** Suponga que 5 kg de agua líquida a 95°C son descomprimidos isotérmicamente hasta el estado de saturación; el proceso está acompañado de una disminución de entalpia de 8 kcal. Evalúe la presión inicial. Compare los resultados con el valor tomado de la tabla II.

**11.55** El sistema es un alambre elástico de área transversal $A$ y la longitud $L$, sujeto a una fuerza de tensión $F$. **(a)** Demuestre que

$$\alpha = -\frac{1}{AE_y}\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_\epsilon$$

**(b)** La ecuación de estado para el alambre es ($K$ = constante)

$$\sigma = \frac{KT}{A}\left[\frac{L}{L_0} - \left(\frac{L_0}{L}\right)^2\right]$$

donde $L_0$ es la longitud libre (sin carga). Compruebe que a temperatura constante el módulo de elasticidad (o de Young) es

$$E_y = \sigma + \frac{3KT}{A}\left(\frac{L_0}{L}\right)^2$$

**(c)** Utilizando $dS$ de la ecuación **(p)**, sección 11.28, y la ecuación (11-38), demuestre que

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_\varepsilon dT + [\sigma + T\alpha E]d\varepsilon.$$

**11.56** Obtenga la expresión de la derivada parcial $(\partial u/\partial p)_T$ en el caso de un fluido cuya ecuación de estado es **(a)** $pv = RT$, **(b)** $pv = RT + Ap$, donde $A$ es función de la temperatura solamente.

# 12

# MEZCLAS DE GASES Y VAPORES

## 12.1 INTRODUCCION

Habiendo resuelto ya problemas con el aire como sustancia operante, sabemos cómo manejar mezclas de gases ideales a condición de que se tengan ciertas características de la mezcla ($c_p$, $c_v$, $R$). Así que, en primer lugar, investigaremos cómo obtener tales propiedades necesarias de mezclas de gases ideales y luego se examinará el problema más complicado de una mezcla que contiene un componente que experimenta un cambio de fase durante el proceso.

## 12.2 DESCRIPCION DE LAS MEZCLAS

Un ***análisis gravimétrico*** da la fracción de masa de cada componente en la mezcla y es aplicable a sólidos, líquidos o gases. Por ejemplo, la fracción gravimétrica del componente $i$, llamada también *fracción de masa*, $f_m$, en una mezcla es

$$f_{mi} = \frac{\text{masa del componente } i}{\text{masa de la mezcla}} = \frac{m_i}{\sum_i m_i} = \frac{m_i}{m_m} \rightarrow \frac{\text{lb}_i}{\text{lb}_m} \tag{12-1}$$

donde $f_{mi}$ es la fracción de masa del componente $i$, y $\Sigma\, m_i$, representa la suma de las masas de componentes $i$ en la mezcla, designada simplemente por $m_m$; se tiene que $\Sigma\, f_{mi} = 1$.

Un ***análisis volumétrico*** se utiliza a menudo para describir mezclas de gases. La ***ley de Amagat*** (denominada también *ley aditiva de volúmenes*) para gases ideales es: *El volumen total de una mezcla de gases es igual a la suma de los volúmenes que serían ocupados por los diversos componentes estando cada uno a la presión $p_m$ y a la temperatura $T_m$ de la mezcla.* Por ejemplo, suponga que tres gases $X$, $Y$, $Z$ han sido separados en compartimientos, figura 12/1, cada uno a $p_m$ y $T_m$; el volumen correspondiente de cada gas es su *volumen parcial* y si la base de los cálculos es 1 mol de mezcla, estos volúmenes son también las *fracciones molares*, como lo ilustra el siguiente ejemplo. Aplicando $pV = n\bar{R}T$ a un componente cualquiera y a la mezcla, y dividiendo después,

**(a)**
$$\frac{p_m V_a}{p_m V_m} = \frac{n_a \bar{R} T_m}{n_m \bar{R} T_m} \quad \text{o bien} \quad \frac{V_a}{V_m} = \frac{n_a}{n_m} = X_a$$

donde $n_m = \Sigma\, n_i$. En forma general, la fracción molar del componente $i$ de una mezcla de gases en equilibrio térmico es

(12-2) $$X_i = \frac{n_i}{\sum_i n_i} = \frac{V_i}{\sum_i V_i} \qquad [\Sigma\, X_i = 1]$$

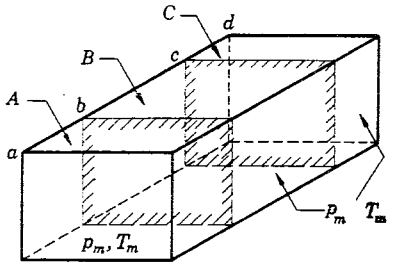



**Fig. 12/1.** El volumen total es $V_m$. Cuando $V_m = 1\ m^3$, el volumen de gas $A$ es $x_a$ (o bien $x_A$, como se desee); el de gas $B$, $x_b$; el de gas $C$, $x_c$.

Si la fracción molar del componente $i$ en una mezcla es $X_i$, entonces (considerando kilogramos-moles)

**(b)** $$\left(X_i \frac{\text{kgmol}_i}{\text{kgmol}_m}\right)\left(M_i \frac{kg_i}{\text{kgmol}_i}\right) = X_i M_i \text{ kg de } i \text{ por kgmol de mezcla}$$

donde $M_i$ es la masa molecular del componente $i$. Se deduce que la *masa molecular equivalente* de la mezcla (que se define básicamente como la masa total $m_m$ dividida entre el número de moles de la mezcla $n_m$, o sea, $M_m = m_m/n_m$) es

(12-3) $$M_m = X_a M_a + X_b M_b + \cdots = \sum_i X_i M_i$$

para $i$ componentes; las unidades son, por ejemplo, kg/kgmol de mezcla. Si se desea evaluar la constante específica de gas de la mezcla, tenemos

**(c)** $$R_m = \frac{\bar{R}}{M_m} \quad \text{y, por ejemplo} \quad \frac{1\,545}{M_m} \text{ kgf·m/kg·K}$$

Puesto que la ecuación (12-3) da la masa de la mezcla, y la ecuación **(b)** la masa de un componente, la fracción de masa del componente $i$ es

(12-4) $$f_{mi} = \frac{X_i M_i}{\sum_i X_i M_i} \quad \text{o bien,} \quad f_{mi} = \frac{n_i M_i}{\sum_i n_i M_i} \qquad [\text{GASES IDEALES}]$$

que es el medio para convertir del análisis volumétrico al análisis gravimétrico. Al convertir de fracciones gravimétricas a fracciones volumétricas el proceso básico de razonamiento es, por ejemplo,

**(d)** $$\left(f_{mi} \frac{\text{kg}_i}{\text{kg}_m}\right)\left(\frac{\text{kgmol}_i}{M_i\ \text{kg}_i}\right) = \frac{f_{mi}}{\text{M}_i} \frac{\text{kgmoles de } i}{\text{kg de mezcla}}$$

De esto, concluiremos que el número total de moles de la mezcla por unidad de masa de mezcla es $\Sigma\, f_{mi}/M_i$. Por consiguiente, la fracción molar de cada componente $i$ es

$$X_i = \frac{f_{mi}/M_i}{\sum_i (f_{mi}/M_i)} \tag{12-5}$$

En este contexto, debemos recordar la ley de Dalton de las presiones aditivas, §6.10, y una consecuencia;

$$p_m = \sum_i p_i \quad \text{y} \quad X_i = \frac{p_i}{\sum_i p_i} = \frac{p_i}{p_m} \tag{6-11}$$

A fin de obtener una expresión para la densidad de una mezcla, escribamos $p = \rho RT$, ecuación (6-4), para cada componente, y sumemos las densidades para los $i$ componentes como sigue, empleando las ecuaciones **(c)** y la (6-11) anteriores:

$$\sum_i \rho_i = \sum_i \frac{p_i}{R_i T_m} = \frac{p_m}{\bar{R} T_m} \sum_i X_i M_i = \frac{M_m p_m}{\bar{R} T_m} = \frac{p_m}{R_m T_m} = \rho_m \tag{e}$$

lo que equivale a que la densidad de la mezcla de gases ideales es la suma de las densidades de sus componentes, cada una a su presión parcial.

### 12.3 Ejemplo

Una mezcla de gases contiene 2 moles de $O_2$, 3 moles de CO y 5 moles de $H_2$ a 40°F (4.44°C) y 200 psia (14 kgf/cm$^2$ abs.). En el caso de la mezcla, determine (a) los análisis volumétrico y gravimétrico, la masa molecular equivalente y la constante específica de gas; (b) la presión parcial del $O_2$, y (c) el volumen ocupado, $V_m$.

**Solución.** (a) Utilizaremos los valores redondeados de las masas moleculares ya que son satisfactorios para muchos casos de ingeniería. (Vea la sección B 1.) Una tabulación permitirá trabajar ordenadamente.

El número total de moles es 2 + 3 + 5 = 10; por consiguiente, las fracciones molares son $X_O = 2/10 = 0.2$, $X_{CO} = 3/10 = 0.3$ y $X_H = 5/10 = 0.5$ [Vea la columna (3) en la tabla de este ejemplo.] Ahora multipliquemos ($X$ moles) por ($M$ kg/mol), o sea, los valores de la columna (2) por los valores correspondientes en (3) para obtener la columna (4). Estos números en la columna (4) son las masas de cada componente por mol de mezcla; la suma es, por consiguiente, la masa de mezcla por mol de mezcla, o sea, $M_m = 15.8$. (*Resp.*)

| *(1)* | *(2)* | *(3)* | *(4)* | *(5)* |
|---|---|---|---|---|
| *Gas* | $M_i$ | $X_i$ | *(3) × (2) (Masa)* | $f_m$ $X_iM_i/15.8$ |
| $O_2$ | 32 | 0.2 | 6.4 | 0.405 |
| CO | 28 | 0.3 | 8.4 | 0.532 |
| $H_2$ | 2 | 0.5 | 1.0 | 0.063 |
| Total | | 1.0 | $\sum X_iM_i$ = 15.8 | 1.000 |

Los análisis gravimétricos de la columna (5) se obtienen dividiendo los valores de la columna (4) por el total de la columna (4); por ejemplo, 6.4/15.8 = 0.405.

**(a)** $$R_m = \frac{1\,545}{15.8} = 97.9 \text{ pie·lbf/lb·°R}$$

(b) En el caso de la presión parcial de $O_2$, tenemos que $p_O = X_O\, p_m = (0.2)(200) = 40$ psia (2.8 kgf/cm$^2$ abs.)

(c) El volumen total es el volumen de cualquier componente, por ejemplo, $O_2$;

**(b)** $$V_m = \frac{1\,545\, n_O T_m}{p_O} = \frac{(1\,545)(2)(500)}{(40)(144)} = 268 \text{ pie}^3$$

Como ilustración solamente,

**(c)** $$V_m = \frac{1\,545\, n_m T_m}{p_m} = \frac{(1\,545)(10)(500)}{(200)(144)} = 268 \text{ pie}^3$$

O sea, 7.59 m$^3$.

## 12.4 PROPIEDADES DE UNA MEZCLA

Por el principio de Gibbs-Dalton, el valor de cualquier propiedad extensiva de una mezcla de gases ideales es la suma de las propiedades particulares que cada componente tendría si existiera sólo en el volumen particular. En primer lugar, consideremos una unidad de masa de mezcla con $f_{mi}$ como la fracción de masa de un componente. La entalpia específica es

**(a)** $$h_m = f_{ma} h_a + f_{mb} h_b + f_{mc} h_c + \cdots = \sum_i f_{mi} h_i$$

En el caso de una masa $m_i$ de cada componente $i$, la entalpia total de una mezcla es $H_m = \Sigma\, m_i h_i$. La energía interna específica y la energía interna total son

**(b)** $$u_m = f_{ma} u_a + f_{mb} u_b + f_{mc} u_c + \cdots = \sum_i f_{mi} u_i \qquad U_m = \sum_i m_i u_i$$

Si se sustituyen las $h$ por $c_p T$ en la ecuación **(a)**, y las $u$ por $c_v T$ en la ecuación **(b)** y cancelando las $T$, se obtiene

**(c)** $$c_{pm} = f_{ma} c_{pa} + f_{mb} c_{pb} + f_{mc} c_{pc} + \cdots = \sum_i f_{mi} c_{pi}$$

**(d)** $$c_{vm} = f_{ma} c_{va} + f_{mb} c_{vb} + f_{mc} c_{vc} + \cdots = \sum_i f_{mi} c_{vi}$$

Ahora consideremos 1 mol de mezcla con una fracción molar $x_i$ del componente $i$. La entalpia molar y la entalpia total resultan

**(e)** $$\bar{h}_m = X_a \bar{h}_a + X_b \bar{h}_b + X_c \bar{h}_c + \cdots = \sum_i X_i \bar{h}_i \qquad H_m = \sum_i n_i \bar{h}_i$$

La energía interna molar y la energía interna total son

**(f)** $$\bar{u}_m = X_a\bar{u}_a + X_b\bar{u}_b + X_c\bar{u}_c + \cdots = \sum_i X_i\bar{u}_i \qquad U_m = \sum_i n_i\bar{u}_i$$

De nuevo, sustituyendo $C_p\,T$ y $C_vT$ en **(e)** y **(f)**, y cancelando las $T$ se obtienen los valores específicos molares de una mezcla de gases como

**(g)** $$C_{pm} = X_aC_{pa} + X_bC_{pb} + X_cC_{pc} + \cdots = \sum_i X_iC_{pi}$$

**(h)** $$C_{vm} = X_aC_{va} + X_bC_{vb} + X_cC_{vc} + \cdots = \sum_i X_iC_{vi}$$

Es también cierto que $C_{vm} = C_{pm} - \bar{R}$, ecuación (6-8); $km = c_{pm}/c_{vm}$, y $\bar{u}_m = \bar{h}_m - \bar{R}T$ en el caso de un gas ideal. En las relaciones anteriores se supone que la energía interna no depende de la presión (Joule, §6.7). Sin embargo, la entropía sí depende de ella. La ecuación (6-15) da la entropía absoluta de un gas ideal. Por el principio de Gibbs-Dalton, la entropía de una mezcla de $i$ componentes es

**(i)** $$S_m = \sum_i \left[ n_i\left(\bar{s}_i^{\,o} + \int_{T^\circ}^{T_m}\frac{C_p\,dT}{T} - \bar{R}\ln\frac{p_i}{p^o}\right)\right]$$

en el caso de $n_i$ moles de cada componente $i$. La entropía de 1 mol de la mezcla a la *temperatura del estado estándar* es

**(j)** $$\bar{s}_m = \sum_i \left[ X_i\left(\bar{s}_i^{\,o} - \bar{R}\ln\frac{p_i}{p^o}\right)\right]$$

para la fracción molar $X_i$; se utiliza $n_i$ o $X_i$, según sea conveniente. Si $p_i$ se halla en atmósferas, $p^\circ = 1$. Si la mezcla está a 1 atm, $p_m = p^\circ = 1$, y $p_i/p_m = p_i/p^\circ = X_i$, ecuación (6-11), §12.2. Los valores de $s^\circ$ se hallan en la tabla III, § 6.12, y en la sección B 11.

Si los $i$ componentes de una mezcla de gases ideales están inicialmente en estados de equilibrio individuales definidos por $p_{i1}$ y $T_{i1}$, el cambio de entropía durante su mezclado adiabático hasta un estado de equilibrio es

**(k)** $$\Delta S = \sum_i \left[ n_i\left(\bar{\phi}_{i2} - \bar{\phi}_{i1} - \bar{R}\ln\frac{p_{i2}}{p_{i1}}\right)\right] \quad \text{y} \quad \Delta\bar{s} = \sum_i \left[ X_i\left(\bar{\phi}_{i2} - \bar{\phi}_{i1} - \bar{R}\ln\frac{p_{i2}}{p_{i1}}\right)\right]$$

[CANTIDAD TOTAL] [POR MOL DE MEZCLA]

donde $p_{i2}$ es la presión parcial del componente $i$ en la mezcla y $\bar{\phi}_{i2}$ es para la temperatura $T_m$ de la mezcla; en el caso de $C_p$ constante, tenemos $\Delta\bar{\phi}_i = C_p\ln(T_m/T_{i1})$. Si los componentes se encuentran a la misma temperatura antes y después del mezclado adiabático, $\Delta\bar{\phi}_i = 0$; el $\Delta S$ es el que proviene solamente del proceso de mezcla y se llama *entropía del mezclado*. Si los componentes se hallan también a 1 atm antes de la mezcla, y a $p_i$ atmósferas después,

**(l)** $$\Delta S = \sum_i [n_i(-\bar{R}\ln p_i)] \quad \text{y} \quad \Delta\bar{s} = \sum_i [X_i(-\bar{R}\ln p_i)]$$

[CANTIDAD TOTAL] [POR MOL DE MEZCLA]

La entropía absoluta $\bar{s}_m^\circ$ de 1 mol de gases mezclados en el estado estándar ($p_m = p^\circ = 1$ atm), para $X_i = p_i/p_m$, es

**(m)** $$\bar{s}_m^o = \sum_i (X_i \bar{s}_i^o - X_i \bar{R} \ln X_i)$$

Observemos de paso que cuando se difunden dos gases a diferente temperatura, podemos decir que uno de ellos cede calor al otro, pero lo que sucede es que las moléculas más energéticas transmiten energía molecular mediante impactos con las menos energéticas, hasta que macroscópicamente observamos sólo una energía media de traslación molecular (temperatura uniforme).

## 12.5 MEZCLAS DE GASES CON UNA SUSTANCIA QUE EXPERIMENTA CAMBIO DE FASE

Existen casos donde uno de los gases es un vapor cercano a su estado de saturación con un cierto cambio de fase durante un proceso, o donde los gases están en contacto con un líquido (o un sólido saturado) con un cambio de fase de parte del líquido (o del sólido) durante un proceso. Ejemplos de la experiencia diaria son la mezcla de aire y gasolina que alimenta un motor de automóvil, y el aire atmosférico normal que invariablemente contiene vapor de $H_2O$, por lo general algo sobrecalentado. Otros componentes del aire se condensan si la temperatura es lo suficientemente baja.

En estas mezclas de gases y un vapor, el componente condensable se llamará simplemente *vapor*, abreviado como *v* o vap.; los gases se diferencian colectivamente denominándolos *gas seco*, abreviado como g.s. (o dg, de *dry gas* en inglés); o bien, como *aire seco*, abreviado como a.s. (o da, de *dry air* en inglés), cuando se trata específicamente del aire y algún componente condensable. En primer lugar, existen algunos términos técnicos propios de esta materia que deben ser explicados.

## 12.6 TEMPERATURA O PUNTO DE CONDENSACION (PUNTO DE ROCIO)

Imaginemos un vapor sobrecalentado en un estado 1, figura 12/2(a), contenido en un sistema de presión constante, figura 12/2(b), el cual es enfriado isobáricamente, según 1-*c*. Cuando su estado se satura en *c*, una pérdida de calor adicional originará alguna condensación; en consecuencia, el estado *c* se denomina ***punto de condensación*** o ***punto de rocío***. Aunque cualquier vapor sobrecalentado tiene tal temperatura de saturación, el término punto de condensación se utiliza sólo con respecto a las mezclas gas-vapor. Si la temperatura en *c* es inferior a la temperatura del punto triple, ocurre condensación a la fase sólida. Cuando se conoce la presión del vapor en 1, $p_{v1}$, el punto de rocío es la temperatura de saturación correspondiente a $p_{v1}$.

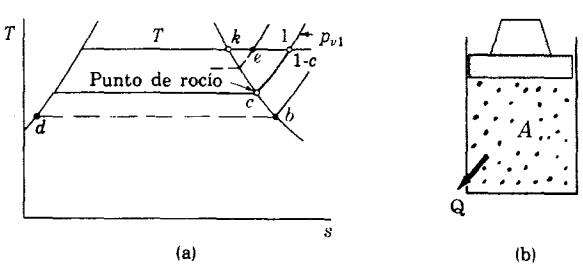



**Fig. 12/2.** *Temperatura de condensación o punto de rocío y humedad relativa.* El diagrama *Ts* representa sólo el estado de vapor.

Un vapor sobrecalentado se puede enfriar al estado de vapor saturado por procesos distintos del de $p = C$, pero en estos casos el proceso por el cual se alcanza el punto de condensación se designa concretamente; por ejemplo, *punto de rocío a volumen constante.*

En el caso de una mezcla gas-vapor, un proceso isobárico es uno de presión total constante $p_m$. En este proceso, cuando el gas se enfría abajo del punto de rocío de su componente de vapor, la mezcla está en equilibrio térmico. Si, por ejemplo, se pasa a $t_b$, figura 12/2(a), parte del vapor se debe condensar, y la presión de vapor debe ahora ser la presión de saturación correspondiente a la temperatura $t_b$. En la mayor parte de los problemas, cuando esto ocurre, suponemos que la mezcla contiene vapor saturado en estado $b$, y que se ha establecido el líquido saturado en el estado $d$. (Seguramente se habrán observado las gotas de agua que se forman sobre un cristal frío de ventana en el invierno, debido a que el aire adyacente se enfrió abajo de la temperatura de saturación o de rocío.)

Si la presión de la mezcla $p_m$ permanece constante y el contenido de vapor disminuye o aumenta, las presiones parciales —por la ley de Dalton— están relacionadas como sigue, $p_{dg} = p_m - p_v$ donde $p_{dg}$ es la presión parcial de los gases secos.

## 12.7 HUMEDAD RELATIVA

La ***humedad relativa*** $\phi$ se define como la razón de la presión parcial real del vapor, por ejemplo $p_{v1}$, figura 12/2(a), a la presión de saturación correspondiente a la temperatura real de la mezcla (vapor), $p_{vk}$. Cuando el componente de vapor se comporta en forma muy parecida a un gas ideal y $p_v \approx \rho_v R_v T$, se ve que la presión de vapor es (casi) directamente proporcional a la densidad ($t_1 = t_k$). Escribimos entonces*

$$\phi \equiv \frac{p_v \text{ real a } T}{p_v \text{ de saturación a } T} = \frac{p_{v1}}{p_{vk}} \approx \frac{\rho_{v1}}{\rho_{vk}} = \frac{v_{vk}}{v_{v1}} \tag{12-6}$$

donde los subíndices se refieren a la figura 12/2. Observe que la humedad relativa es una propiedad de un vapor sobrecalentado, pero que se utiliza sólo para mezclas gas-vapor. En muchas de tales mezclas la presión parcial del vapor de agua es tan baja que las moléculas de vapor están separadas tan ampliamente, que sus fuerzas de interacción son relativamente pequeñas (cero en el caso de un gas ideal), y las leyes de los gases ideales dan respuestas razonables. Por ejemplo, la presión parcial de $H_2O$ en la atmósfera generalmente es muy inferior a 0.07 kgf/cm$^2$ abs. (1 psia). Las presiones parciales de vapor de agua inferiores a 0°C (32°F) se dan en las tablas de Keenan y Keyes.[0.7]

Por lo común se habla de gas saturado (o de *aire saturado*) significando que el componente de vapor en el gas (o sea, de $H_2O$ en el aire) es *vapor saturado*. En este estado a una temperatura particular, el gas (aire) no puede contener más fase de vapor (o vapor de agua en el caso del aire); si la temperatura de la mezcla se eleva, es posible que haya mayor cantidad de vapor; si la temperatura se abate, algo de vapor se debe condensar.

## 12.8 RELACION DE HUMEDAD

La ***relación de humedad*** $\omega$ (llamada también *humedad absoluta* y *humedad específica*) es la masa de vapor por unidad de masa de gas seco;

$$\omega \equiv \frac{m_v}{m_{dg}} = \frac{\rho_v}{\rho_{dg}} \rightarrow \frac{\text{masa}_v/\text{m}^3}{\text{masa}_{dg}/\text{m}^3} \rightarrow \frac{\text{kg vap.}}{\text{kg g.s.}} \tag{12-7}$$

* Sin relación con la $\phi$ de las *Tablas de Gas.*

donde $\rho_{dg} = (p/RT)_{dg}$ siendo $p_{dg}$ la presión parcial del gas seco; $\rho_v = 1/v$, en la que $v_v$, o bien, $\rho_v$, se puede obtener con ayuda de la ecuación (12-6), pero de preferencia con las tablas de vapor si es posible. Cuando el vapor se aproxima a un gas ideal, use $\rho = p/(RT)$ en la ecuación (12-7) para hallar

**(a)**
$$\omega \equiv \frac{\rho_v}{\rho_{dg}} = \frac{(p_v)(R_{dg}T)}{(R_vT)(p_{dg})} = \frac{p_vR_{dg}}{p_{dg}R_v} = \frac{p_vR_{dg}}{R_v(p_m - p_v)} \frac{kg\ vap.}{kg\ g.s.}$$

Si se despeja $p_v$

(12-8)
$$p_v = \frac{R_vp_m\omega}{R_{dg} + \omega R_v}$$

aplicable a un estado particular. Si se aplican las ecuaciones **(a)** y (12-8) a una mecla de aire-vapor de agua, $R_{dg} = R_a = 53.3$ y $R_v = 1\ 545/18.016 = 85.7$ para $H_2O$, en unidades técnicas inglesas; $R_{dg} = R_a = 29.28$ y 47.07, en unidades técnicas métricas. Se obtiene así

(12-9)
$$\omega = \frac{29.28p_v}{47.07p_a} = \frac{0.622p_v}{p_m - p_v} \quad \text{o bien} \quad p_v = \frac{p_m\omega}{0.622 + \omega}$$

[SOLO PARA MEZCLA AIRE-VAPOR (DE AGUA)]

Observe que a medida que la mezcla experimenta un proceso durante el cual cambia la masa de vapor, la masa de gas seco permanece constante (en el caso de un sistema de masa constante), que hace 1 de kg (o bien, 1 lb) de gas seco una base racional para los cálculos. La masa correspondiente de la mezcla es $(1 + \omega)$ kg. La fracción volumétrica del vapor de agua en el aire, por la ecuación (12.5), §12.2, es

**(b)**
$$X_v = \frac{p_v}{p_m} = \frac{\omega/18}{\omega/18 + 1/29} = \frac{\omega}{0.622 + \omega}$$

donde $M_a \approx 29$ y $M_v \approx 18$.

## 12.9 PROCESO DE SATURACION ADIABATICA

Un ***proceso de saturación adiabática*** es uno de flujo constante y a presión total constante, que tiene lugar en un volumen de control y en el cual no hay transmisión de calor. En este proceso un líquido y el gas fluyen a través del volumen y alcanzan (supuestamente) un estado de equilibrio local en el que se tiene vapor saturado antes de llegar a la sección de salida. En la figura 12/3 cualquier gas que pasa sobre o a través del líquido, origina que éste se evapore hasta que el gas contenga el vapor del líquido en estado de saturación. Llamemos *d* a la sección de entrada y *w* a la sección de salida; en una operación de estado estable, el líquido de entrada está a la temperatura $t_w$, que se denomina *temperatura de saturación adiabática*. En el interior ocurre una interacción de energía entre el gas que entra y el líquido, en la que la entalpia (calor latente) de evaporación que proviene del gas, sirve para evaporar el líquido; se tiene que $t_w < t_d$. Aplicando este concepto a las mezclas aire-agua, observemos que el aire atmosférico que entra al proceso ya contiene una cantidad

$\omega_d$ de $H_2O$. Como este proceso es irreversible se muestra con línea punteada en la figura 12/4, proceso 1-$w$ ($1 = d$). Siendo $\Delta K \approx 0$, y puesto que no se realiza trabajo y $Q = 0$, escribimos el balance de energía para el diagrama respectivo de la figura 12/3:

**(a)** $$h_{ad} + \omega_d h_{vd} + (\omega_w - \omega_d)h_{fw} = h_{aw} + \omega_w h_{vw} \text{ kcal/kg a.s.}$$

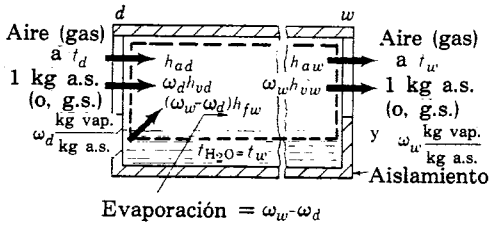



**Fig. 12/3.** *Saturación adiabática.* El recipiente es lo bastante largo, de modo que hay suficiente tiempo para que el aire y el agua alcancen equilibrio entre sí (a la temperatura de saturación adiabática $t_w$). El proceso puede ser acelerado bombeando y rociando agua a la corriente de aire, con solo una ligera desviación respecto del proceso de saturación adiabática.

Utilizando el símbolo de la entalpia de evaporación, $h_{fgw} = h_{vw} - h_{fw} = h_{gw} - h_{fw}$ en el estado de salida, se despeja luego $\omega_d$, la relación de humedad del aire que entra (gas);

(12-10) $$\omega_d = \frac{\omega_w h_{fgw} + h_{aw} - h_{ad}}{h_{vd} - h_{fw}} \text{ kg vap./kg a.s.} \qquad \left[\omega_d = \frac{\rho_{vd}}{\rho_{ad}}\right]$$

donde $h_{aw} - h_{ad} = c_p\,\Delta t_a = -0.24(t_d - t_w)$, el cambio de entalpia específico para el aire seco (cuando $c_p = 0.24$). La temperatura de saturación adiabática depende de los valores de entrada de la presión, la temperatura y la relación de humedad, y este estado de saturación en la sección $w$, figura 12/3, se puede utilizar experimentalmente para determinar el estado inicial. Después de despejar $\omega_d$ en (12-10), se emplean las ecuaciones (12-8) o (12-9) para calcular $p_v$ en el estado inicial. Una ecuación semiempírica fue desarrollada por Carrier,[12.2] y la cual simplifica el cálculo de la presión parcial del vapor sólo para aire atmosférico:

**(b)** $$p_v = p_{vw} - \frac{(p_m - p_{vw})(t_d - t_w)}{2\,830 - 1.44t_w} \qquad \text{[ECUACION DE CARRIER]}$$

la cual difiere de la ecuación original de Carrier sólo en las constantes.*

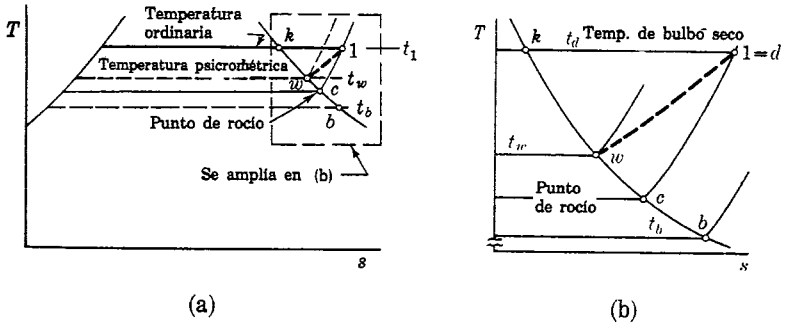



**Fig. 12/4.** *Saturación adiabática en el plano Ts.* Para algunas otras sustancias en tal proceso, $\omega_d$ puede ser cero. La temperatura de saturación adiabática $t_w$ es aproximadamente igual a la llamada temperatura psicrométrica o de bulbo húmedo para aire atmosférico (§12.10).

* La ecuación **(b)** se dedujo en detalle en la primera y la segunda ediciones de este libro, que llevaban el título de *Applied Thermodynamics* (Termodinámica aplicada).

## 12.10 TEMPERATURA PSICROMETRICA (O DE BULBO HUMEDO)**

La temperatura de una mezcla gas-vapor que se lee en un termómetro seco de mercurio (o sea, con su depósito o bulbo en seco) se llama ***temperatura ordinaria*** (o de *bulbo seco*). Si el depósito o ampolla del termómetro está rodeado por una funda de gasa humedecida, el agua (líquido) se evapora cuando el aire (gas), se hace pasar sobre él, figura 12/5, ocasionando que la temperatura descienda en un proceso semejante al de saturación adiabática. Esta lectura termométrica más baja, cuando se toma apropiadamente, se denomina ***temperatura psicrométrica*** (o *de bulbo húmedo*). Uno de los instrumentos más utilizados es conocido como ***psicrómetro de honda*** que consta de dos termómetros, uno seco y otro húmedo, fijados en conjunto a una manija con cadena, de modo que puedan ser fácilmente girados en el aire respecto del eje de la manija. El grado en que la humedad de la gasa se enfría, $t_d - t_w$, se llama ***desnivel psicrométrico*** (o *depresión de bulbo húmedo*).

El valor de esta diferencia y la intensidad de evaporación del agua dependen en parte de la cantidad de vapor que se encuentre en ese momento en el aire. Si el aire está saturado, el agua de la gasa no se evapora debido a que el aire ya es una mezcla saturada con respecto al vapor; la temperatura de bulbo húmedo y la de bulbo seco son iguales. Cuanto menos "humedad" (vapor de agua) sea transportada por el aire, tanto más debe ser evaporada para que se obtenga la saturación; de manera que al resultar mayor la intensidad de la evaporación, la temperatura psicrométrica será más baja.

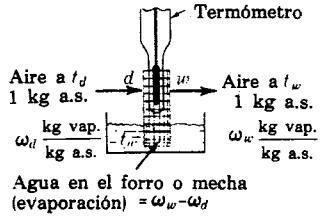



**Fig. 12/5.** *Termómetro de bulbo húmedo.* Indica aproximadamente la temperatura de saturación adiabática.

La temperatura psicrométrica con equilibrio efectivo en la superficie de separación de líquido y aire es afectada por: radiación hacia el termómetro, la velocidad relativa del aire con respecto al termómetro, diseño del instrumento, intensidad de la difusión del agua evaporada hacia la corriente de aire, temperatura del agua en la funda de gasa humedecida, y las intensidades de transmisión del calor.[12.5] Es una fortuna que para las condiciones atmosféricas usuales, estos diversos efectos tiendan a igualarse en una forma tal, que la lectura del termómetro húmedo es una buena aproximación a la temperatura de saturación adiabática.

## 12.11 DIAGRAMA PSICROMETRICO

Contando con las temperaturas de bulbo húmedo y de bulbo seco, el diagrama psicrométrico, figura 12/6, en el que un punto define un estado particular, proporciona rápidas respuestas para muchos problemas prácticos. Vea en la sección B 17 un diagrama común. En él se tienen graficados datos para hallar la cantidad de vapor en el aire, la humedad relativa y otra útil información. Tales diagramas están diseñados para una presión total particular $p_m$, por lo general, desde luego, a 1 atm. Si la presión atmosférica es muy diferente de la estándar se debe regresar a la teoría fundamental; por ejemplo, las ecuaciones (12-9)

** En esta sección se corrige y aclara la terminología usual introduciendo los términos más técnicos de temperatura ordinaria, temperatura psicrométrica, desnivel psicrométrico y otros (N. del T.).

y (12-10), o utilizar factores de corrección (los cuales se presentan en algunos diagramas). Puesto que a un futuro ingeniero le interesa en gran parte aprender los principios, empleará el diagrama esta vez solamente para fines de comprobación.

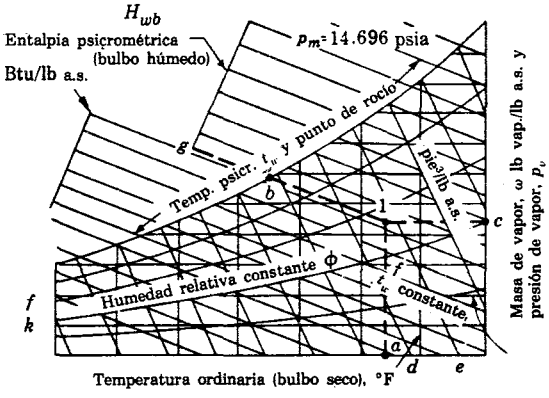



**Fig. 12/6.** *Configuración del diagrama psicrométrico.* La entalpia psicrométrica $H_{wb}$ es la entalpia de la mezcla saturada a la temperatura de bulbo húmedo. A este diagrama se puede entrar con diversos datos. Supóngase que se conocen las temperaturas de bulbo húmedo y de bulbo seco; se tiene la temperatura de bulbo húmedo en *b*, la de bulbo seco en *a*, y siguen líneas de temperatura constante hasta que se encuentran en el estado 1. Se recorre hacia la derecha o hacia la izquierda hasta *c*, y se leen los valores de $\omega$ y $p_{v1}$, y se estima el volumen entre las líneas *d* y *e*; se calcula $\phi$ entre las líneas *f* y *k*; se sigue la temperatura psicrométrica (de bulbo húmedo) constante hasta *g* y se lee el valor de la entalpia psicrométrica (§12.15).

## 12.12 ENTALPIA Y ENTROPIA DE VAPOR SOBRECALENTADO A BAJA PRESION

Las tablas de la ASME (las ASME S.T.) dan propiedades de vapor sobrecalentado a presiones que se inician en 0.12 psia (0.0084 kgf/cm$^2$ abs.). A falta de detalles de estas tablas podemos suponer que el vapor sobrecalentado a presiones inferiores a 1 psia (0.07 kgf/cm$^2$ abs.) es un gas ideal (línea divisoria arbitraria), lo cual equivale a que su entalpia es función sólo de la temperatura (§6.7). Por consiguiente, una aproximación que puede ser conveniente para nuestro objeto es (vea en la figura 12/4 la explicación de los subíndices)

(12-11) $$h_{v1} \approx h_g \text{ a la temperatura } t_1 = h_{gk} \text{ Btu/lb vap.} \qquad [p \leqq 1 \text{ psia}]$$

concepto que se puede aplicar a otros vapores cuando la presión de vapor es "baja". En casos donde se desconoce la temperatura de una mezcla, puede ser conveniente expresar la entalpia de vapor en función de la temperatura, a fin de evitar una solución iterativa para la temperatura desconocida; aproximadamente, para una $t_d$ (°F) de bulbo seco,

**(a)** $$h_v \approx 1\,061 + 0.445 t_d \text{ Btu/lb vap.} \qquad [\text{VAPOR SOBRECALENTADO}, p_v < 1 \text{ psia}]$$

La ecuación **(a)** proviene de graficar $h_v$ (Btu/lb) en función de $t_d$ (°F) en coordenadas rectangulares; resulta una recta con 1 061 de intercección vertical y pendiente de 0.445.

La entropía de un vapor a baja presión, a falta de valores tabulares —por ejemplo, en el estado 1, figura 12/4— se puede estimar a partir de los estados *c* o *k* con la hipótesis de acción de gas ideal. Aplicando la ecuación (6-13) a *k*-1, se obtiene (la entropía $\Delta\phi_{k-1} = 0$, $R_v$ en Btu/lb·°R).

**(b)** $$s_1 = s_{gk} - R_v \ln \frac{p_{v1}}{p_{vk}} = s_{gk} + R_v \ln \frac{p_{vk}}{p_{v1}} \text{ Btu/°R·lb vap.}$$

donde $s_{gk}$ es la entropía de vapor saturado en el estado *k*.

### 12.13 Ejemplo

Una cierta cantidad de vapor de agua está a 0.5 psia (0.035 kgf/cm² abs.), 100°F (38°C). Determine su entalpia utilizando la sección B 13 y considerando que el vapor se comporta como un gas ideal; compare el valor con el obtenido al emplear la ecuación **(a)**, §12.12.

**Solución.** De la sección B 13, $h_v$ = 1 105.1 Btu/lb. Utilizando la ecuación **(a)**, §12.12,

$$h_v = 1\,061 + (0.445)(100)$$

$$= 1\,105.5 \text{ Btu/lb}$$

que es una comparación favorable.

### 12.14 Ejemplo—Propiedades del aire atmosférico

Las temperaturas de bulbo seco y de bulbo húmedo del aire son $t_d$ = 83°F = 28°C y $t_w$ = 68°F = 20°C. La lectura barométrica es 29.4 plg. Hg. Determine (a) la relación de humedad, (b) la presión parcial del vapor (a partir de la teoría y de la ecuación de Carrier), (c) la humedad relativa, (d) la temperatura de condensación o punto de rocío, (e) la densidad del aire, (f) la densidad del aire seco a las mismas $p_m$ y $t_d$, y (g) la entropía del aire atmosférico.

**Solución** (a) ***Relación de humedad.*** Considere el estado representado por 1, figura 12/7. Obtenga primero los valores necesarios para la resolución de la ecuación (12-10).

A $t_w$ = 68°F $\qquad h_{fgw} = 1\,055.2 \qquad h_{fw} = 36.05$ Btu/lb

A $t_d$ = 83°F $\qquad h_{gb} \approx h_{v1} = 1\,097.7$ Btu/lb

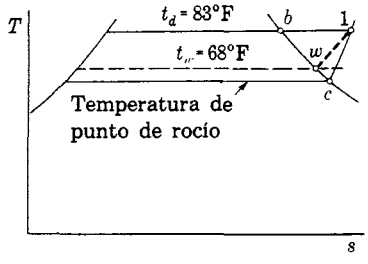



**Fig. 12/7.** *Temperatura del punto de rocío.*

Para obtener $\omega_w$, determinemos $\rho_{vw}$ y $\rho_{aw}$. En $t_w$ = 68°F (20°C), la presión parcial del vapor es $p_{vw}$ = 0.339 psia (0.024 kgf/cm² abs.) (de las tablas de vapor) y $v_g$ = 926.5 pie³/lb (57.8 m³/kg); o bien, $\rho_{vw}$ = 1/926.5 lb/pie³ (0.017 kg/m³). La presión de aire seco en saturación, estado $w$, figura 12/7, para $p_m$ = (0.491)(29.4) = 14.45 psia (1.012 kgf/cm² abs.) es

**(a)** $$p_{aw} = p_m - p_{vw} = 14.45 - 0.339 = 14.111 \text{ psia}$$

**(b)** $$\rho_{aw} = \frac{p_{aw}}{R_a T_a} = \frac{(14.11)(144)}{(53.3)(528)} = 0.0721 \text{ lb pie}^3$$

**(c)** $$\omega_w = \frac{\rho_{vw}}{\rho_{aw}} = \frac{1}{(926.5)(0.0721)} = 0.015 \text{ lb v/lb a.s.}$$

que es la relación de humedad *después* de la saturación adiabática, estado $w$. Empleando estos diversos

valores en la ecuación (12-10) se obtiene la relación de humedad del aire original como

$$\omega_1 = \frac{(0.015)(1\,055.2) - (0.24)(83 - 68)}{1\,097.7 - 36.05} = 0.0115 \text{ lb v/lb a.s.} \tag{d}$$

o bien, (0.0115)(1 000 g/kg) = 11.5 g vap./kg a.s. (Las *Tablas de gas* se pueden utilizar para obtener $h_{\text{aire}}$.)

(b) ***Presión parcial de vapor.*** De la ecuación (12-9) la presión de vapor $p_{v1}$, figura 12/7, es

$$p_{v1} = \frac{\omega_1 p_m}{0.622 + \omega_1} = \frac{(0.0115)(14.45)}{0.622 + 0.0115} = 0.262 \text{ psia} \tag{e}$$

O sea, 0.018 kgf/cm$^2$ abs.

De la ecuación de Carrier **(b)**, §12.9 se obtiene

$$p_{v1} = p_{vw} - \frac{(p_m - p_{vw})(t_d - t_w)}{2\,830 - 1.44t_w} \tag{f}$$

$$= 0.339 - \frac{(14.11)(15)}{2\,830 - (1.44)(68)} = 0.2615 \text{ psia}$$

O sea, 0.0184 kgf/cm$^2$ abs.

(c) ***Humedad relativa.*** De la ecuación (12-6), la humedad relativa es

$$\phi = \frac{p_{v1}}{p_{vb}} = \frac{0.262}{0.5587} = 46.9\% \tag{g}$$

donde $p_{vb}$ = 0.5587 psia (0.0391 kgf/cm$^2$ abs.) corresponde a la temperatura ordinaria (de bulbo seco) $t_b$ = 83°F (28.3°C),

(d) ***Temperatura de condensación*** (punto de rocío). En *c*, la presión de vapor es $p_{vc} = p_{v1}$ = 0.262 psia (0.018 kgf/cm$^2$ abs.). La temperatura de saturación correspondiente a esta presión se halla en las tablas de vapor como el punto de rocío, 60.64°F (19.51°C).

(e) ***Densidad de la mezcla.*** La densidad de la mezcla aire-vapor es la suma de las densidades de los componentes; $\rho_m = \rho_a + \rho_v$. En el caso del aire seco en el estado 1, figura 12/7,

$$p_{a1} = p_m - p_{v1} = 14.45 - 0.262 = 14.188 \text{ psia} \tag{h}$$

$$\rho_{a1} = \frac{p_{a1}}{R_a T_a} = \frac{(14.188)(144)}{(53.3)(543)} = 0.0706 \text{ lb/pie}^3 \tag{i}$$

De la ecuación (12-6) tenemos que la densidad del vapor en 1 para $v_{gb}$ = 577.6 pie$^3$/lb;

$$\rho_{v1} = \phi\rho_{vb} = \frac{\phi}{v_{gb}} = \frac{0.469}{577.6} = 0.00081 \text{ lb/pie}^3 \tag{j}$$

$$\rho_m = \rho_{a1} + \rho_{v1} = 0.0706 + 0.00081 = 0.07141 \text{ lb/pie}^3 \tag{k}$$

O sea, 1.144 kg/m³.

(f) ***Densidad del aire seco.*** En el caso del aire seco a 29.4 plg. Hg = 14.45 psia (1.018 kgf/cm² abs.) y 83°F (28.33°C),

$$\rho_a = \frac{p_a}{R_a T_a} = \frac{(14.45)(144)}{(53.3)(543)} = 0.0719 \text{ lb pie}^3 \tag{l}$$

O sea, 1.152 kg/m³.

Es interesante tener en cuenta que el aire seco a una temperatura y presión particulares es más denso que el aire atmosférico a la misma temperatura y presión, 0.0719 > 0.07141. Como práctica, *compruebe las respuestas anteriores mediante un diagrama psicrométrico*, observando que el diagrama esté construido para una $p_m$ = 14.696 psia (1.033 kgf/cm² abs.).

(g) ***Entropía.*** A 83°F (28.33°C), $s_{gb}$ = 2.0275. Por la ecuación **(b)**, §12.12,

$$s_{vl} = 2.0275 + 0.11023 \ln \frac{0.5587}{0.262} = 2.1109 \text{ Btu/°R·lb vap.} \tag{m}$$

donde, para $H_2O$, $R_v$ = 0.11023 Btu/lb·°R. Utilizando la tabla de aire para hallar la entropía de aire seco a 543°R (~302 K) y 29.4 plg Hg se obtiene

$$s_{da} = \phi - R_{da} \ln \left.\frac{p}{p^o}\right|_{da} = 0.6021 + R_{da} \ln \frac{29.92}{29.4} = 0.6033 \text{ Btu/°R·lb a.s.} \tag{n}$$

Para $\omega_1$ = 0.0115 lb vap./lb a.s., la entropía de la mezcla (para los *cambios* de entropía) se toma como

$$S_{m1} = 0.6033 + (0.0115)(2.1109) = 0.6275 \text{ Btu/°R·lb a.s.} \tag{o}$$

En tanto que la base sea por unidad de masa de gas seco y la masa de vapor (más su líquido, si existen dos fases en cualquier estado considerado) es la constante, diferentes valores de referencia para gas seco y vapor son adecuados. Especialmente a bajas presiones, la entropía del líquido se puede tomar como independiente de la presión (utilice $s_f$ como es usual).

## 12.15 ENTALPIA, ENERGIA INTERNA Y ENTALPIA PSICROMETRICA DE UNA MEZCLA GAS-VAPOR

Es práctica común en los cálculos de acondicionamiento de aire considerar la entalpia de aire seco a partir de 0°F (−18°C) y la entalpia de vapor a partir de los valores de referencia de la tabla. En consecuencia, la entalpia de una mezcla de gas-vapor en general se puede tomar como

$$H_m = h_a + \omega h_v = c_p t + \omega h_v \text{ Btu/lb g.s.} \tag{12-12}$$

donde $\omega$ es la relación de humedad a $t$(°F) y $h_v$ se obtiene directamente de las tablas o de acuerdo con §12.12.

Por la sección §12.4 y a partir de los mismos estados de referencia, la energía interna de la mezcla es

**(a)** $$U_m = u_{dg} + \omega u_v = c_v t + \omega(h_v - p_v v_v)$$

Los valores de las tablas de gas $h_{dg}$, $h_a$, $u_{dg}$, $u_a$ son también apropiados.

Una propiedad utilizada generalmente en cálculos comerciales de acondicionamiento de aire es la entalpia de la mezcla a la temperatura de bulbo húmedo $H_{wb}$, llamada entalpia psicrométrica;

**(b)** $$H_{wb} = h_{aw} + \omega_w h_{gw} = 0.24 t_w + \omega_w h_{gw} \text{ Btu/lb a.s.}$$

donde $h_{gw}$ es la entalpia de vapor saturado y $\omega_w$ es la relación de humedad, ambas a la temperatura psicrométrica o de bulbo húmedo, $t_w$. Puesto que la *entalpia psicrométrica es una función sólo de la temperatura de bulbo húmedo* se puede incluir en un diagrama psicrométrico sin mayor complicación para una $p_m$ particular, figura 12/6. También, como quiera que es aproximadamente igual a la entalpia de una mezcla, se utiliza algunas veces para calcular $Q \approx \Delta H_{wb}$ en vez de $Q = \Delta h$ en procesos de flujo constante donde $W = 0$ y $\Delta K = 0$. Observemos que el segundo miembro de la ecuación 2 **(a)**, §12.9, es $H_{wb}$ y que la entalpia de la mezcla dada que figura en el primer miembro es $H_m = h_{ad} + \omega_d h_{vd}$, donde los subíndices se refieren a la figura 12/3. Por consiguiente, la entalpia psicrométrica puede corregirse a la entalpia de una mezcla no saturada por resta del término $(\omega_w = \omega_d)h_{fw}$;

**(c)** $$H_m = H_{wb} - (\omega_w - \omega_d)h_{fw} = h_{aw} + \omega_w h_{vw} - (\omega_w - \omega_d)h_{fw} \text{ Btu/lb dg}$$

### 12.16 Ejemplo

En el caso de la mezcla en el ejemplo de la sección §12.14 ($t_d = 83°F = 28°C$, $t_w = 68°F = 20°C$), determinar por comparación la entalpia y la entalpia psicrométrica.

**Solución.** De la ecuación (12-12) se halla $h_{v1} = 1\,097.9$ por medio de una interpolación doble en la tabla de sobrecalentamiento (ASME). Mediante la aproximación de la ecuación (12-11), se tiene $h_{v1} \approx h_{g1} = 1\,097.7$. En el caso de un problema común de ingeniería, la diferencia no es significativa. Empleando $h_{v1} = 1\,097.9$ mientras se tiene, obtenemos

**(a)** $$H_m = (0.24)(83) + (0.0115)(1\,097.9) = 32.55 \text{ Btu/lb a.s.}$$

**(b)** $$H_m = 32.55/1.0115 = 32.2 \text{ Btu/lb mezcla}$$

donde $1\,097.9 = h_g \approx h_{vb}$, figura 12/7, de las tablas de vapor; $h_{v1} = h_{vb}$. La entalpia psicrométrica de la mezcla es

**(c)** $$H_{wb} = (0.24)(68) + (0.015)(1\,091.2) = 32.69 \text{ Btu/lb a.s.}$$

donde $1\,091.2 = h_g$ a $t_w = 68°F$ (20°C) y $\omega_w = 0.015$, de la sección §12.14. Compruebe esta respuesta mediante un diagrama psicrométrico y observe que es algo diferente del valor calculado de $H_m$.

## 12.17 MEZCLAS DISTINTAS DE LAS DE AIRE Y VAPOR DE AGUA

Las propiedades de vapor en el caso de otras mezclas de gas y vapor no están siempre a disposición. Los manuales de química contienen suficientes datos para ciertos fines, en lo referente a calores latentes, calores específicos, presiones de saturación y temperaturas.

Las curvas de la figura 12/8 son típicas de datos disponibles. El empleo de esta información lo ilustra el siguiente ejemplo.

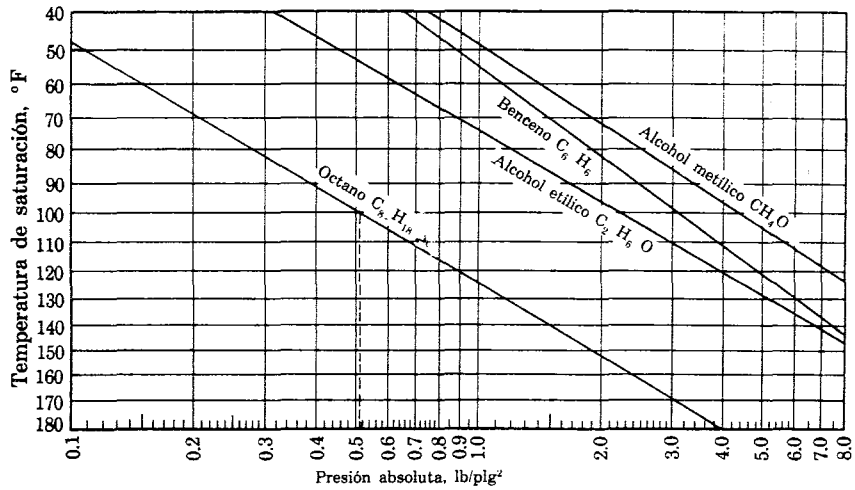



**Fig. 12/8.** *Presiones y temperaturas de vapores saturados.* Modo de empleo: Se entra al diagrama con, por ejemplo, una temperatura conocida de 100°F (38°C). Se va hacia la derecha a lo largo de una línea de temperatura constante hasta que se alcanza la curva deseada. Se sigue luego hacia abajo hasta leer la correspondiente presión de vapor saturado. Recorriendo la línea punteada para el octano, se halla una presión de 0.51 psia (0.036 kgf/cm² abs.). Las gráficas son aproximadamente líneas rectas sólo en el caso de coordenadas especiales.

## 12.18 Ejemplo—Mezcla de combustible y aire

Una mezcla combustible-aire en un múltiple de entrada, consistente en gas octano ($C_8H_{18}$) y aire, está a 122°F (50°C) y una presión total $p_m$ = 12 psia (0.84 kgf/cm² abs.). Determine las libras de aire por libra de combustible si (a) la mezcla está saturada con respecto al octano, y (b) la humedad relativa del octano vale el 21%, pero hay que evaluar primero la temperatura de condensación o punto de rocío a esta humedad.

**Solución.** (a) De la figura 12/8, la presión parcial del vapor saturado de octano a 122°F se halla que es $p_{v3}$ = 0.95 psia (0.067 kgf/cm² abs.), figura 12/9. La masa molecular del octano es 114.22, a partir de la cual su constante de gas ideal resulta

**(a)**
$$R_{\text{octano}} = \frac{1\,545}{114.22} = 13.5$$

De $\rho = p/RT$, se determina que la densidad aproximada del vapor de octano es

**(b)**
$$\rho_{v3} = \frac{p}{RT} = \frac{(0.95)(144)}{(13.5)(582)} = 0.0174 \text{ lb/pie}^3$$

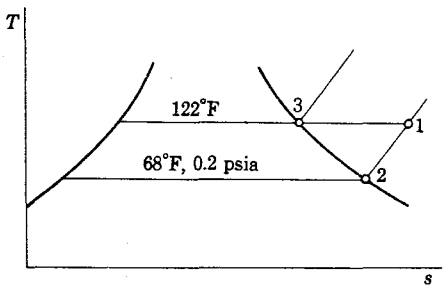



**Fig. 12/9**

La presión parcial del aire en el estado 3 del vapor vale 12 – 0.95 = 11.05 psia (0.773 kgf/cm² abs.), de lo cual la densidad del aire es

$$\rho_{a3} = \frac{p}{RT} = \frac{(11.05)(144)}{(53.3)(582)} = 0.0513 \text{ lb/pie}^3 \tag{c}$$

Luego entonces la masa de vapor de octano por unidad de masa de aire (o bien, la relación de humedad) es

$$\omega_3 = \frac{\rho_{v3}}{\rho_{a3}} = \frac{0.0174}{0.0513} = 0.339 \text{ lb vap./lb a.s.} \tag{d}$$

Esta relación equivale a 1/0.339 = 2.95 lb (aire)/lb (combustible). (Tal mezcla no es probable en la práctica. Ver §13.6.)

(b) Halle la presión parcial del octano a partir de su humedad relativa:

$$\phi = \frac{p_{v1}}{p_{v3}} = 0.21 = \frac{p_{v1}}{0.95} \tag{e}$$

o sea, $p_{v1} = 0.2$ psia (0.014 kgf/cm² abs.). De la figura 12/8 la temperatura de saturación correspondiente es $t_2 = 68°F$ (20°C), la temperatura a la que se forma el rocío. La densidad de vapor saturado a 122°F (50°C) se ha hallado que es $\rho_{v3} = 0.0174$ lb/pie³ (0.2787 kg/m³). Utilizando la aproximación de la ecuación (12-6), $\phi = \rho_{v1}/\rho_{v3}$ se obtiene

$$\rho_{v1} = \phi\rho_{v3} = (0.21)(0.0174) = 0.00363 \text{ lb/pie}^3 \tag{f}$$

La presión parcial del aire vale $p_a = p_m - p_{v1} = 12 - 0.2 = 11.8$ psia (0.826 kgf/cm² abs.), de lo cual se tiene

$$\rho_{a1} = \frac{(11.8)(144)}{(53.3)(582)} = 0.0548 \text{ lb/pie}^3 \tag{g}$$

$$\frac{1}{\omega_1} = \frac{\rho_{a1}}{\rho_{v1}} = \frac{0.0548}{0.00363} = 15.1 \text{ lb (aire)/lb vap. (combustible)} \tag{h}$$

Compare esta respuesta con la $r_{a/f}$ en §13.6.

### 12.19 Ejemplo—Proceso de acondicionamiento de aire

El aire atmosférico en el estado 1 tiene las siguiente propiedades: $p_m = 29.92$ plg Hg, $t_d = 100°F$ (38°C) y $\omega_1 = 0.0295$ lb vap./lb a.s.; el flujo es de 100 000 pie³/min. Este aire es enfriado en un proceso de flujo estable y presión total constante hasta 60°F (32°C) estado 2, figura 12/10, y luego calentado a 85°F (29°C), estado 3. (a) Determinar la humedad relativa de la mezcla original. (b) ¿Qué cantidad de humedad se deposita durante el enfriamiento a 60°F (15°C)? (c) ¿Qué cantidad de calor se elimina durante el enfriamiento? (d) ¿Cuántas toneladas de refrigeración se requieren? (e) ¿Cuál es el volumen de los 100 000 pie³/min originales, después del enfriamiento? (f) ¿Cuál es la humedad relativa del aire en el estado 3, figura 12/10? (Excepto que $t_2$ sería probablemente algo más baja, este problema ejemplifica el proceso de acondicionamiento de aire usual en el verano. Utilice el diagrama psicrométrico para comprobar los resultados.)

**Solución.** (a) Determine primero la presión parcial $p_{v1}$, ecuación (12-9):

$$p_{v1} = \frac{\omega_1 p_m}{0.622 + \omega_1} = \frac{(0.0295)(14.7)}{0.622 + 0.0295} = 0.666 \text{ psia} \tag{a}$$

De las tablas de vapor se obtiene $p_{vb} = 0.9492$ psia (0.0664 kgf/cm$^2$ abs.) para 100°F (38°C) (sección B 13) y así

**(b)** $$\phi_1 = \frac{p_{v1}}{p_{vb}} = \frac{0.666}{0.9492} = 70.2\%$$

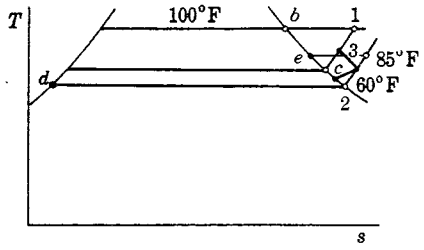



**Fig. 12/10**

(b) $H_2O$ condensado se obtiene restando $\omega_2$ de $\omega_1$. Para tener una idea de dónde se halla el estado 2 del $H_2O$, se recurre a las tablas de vapor y se obtiene el punto de rocío $c$, figura 12/10, correspondiente a $p_{v1} = 0.666$ cuando $t_c = 88.5$°F (31.39°C). En consecuencia, a 60°F (15°C) el aire ha sido enfriado abajo de la temperatura de saturación o de rocío y el $H_2O$ se condensa. A 60°F (15°C), $p_{v2} = 0.2561$ psia (0.0179 kgf/cm$^2$ abs.) se toma de las tablas; luego de la ecuación (12-9) se obtiene

**(c)** $$\omega_2 = \frac{0.622\, p_{v2}}{p_m - p_{v2}} = \frac{(0.622)(0.2561)}{14.7 - 0.2561} = 0.01103 \text{ lb vap./lb a.s.}$$

**(d)** $$\omega_1 - \omega_2 = 0.0295 - 0.01103 = 0.01847 \text{ lb vap./lb a.s.}$$

En el caso de $\dot{V}_1 = 100\,000$ pie$^3$/min, la masa de aire seco es

**(e)** $$\dot{m}_a = \frac{p_{a1}\dot{V}_{a1}}{R_a T_1} = \frac{(14.7 - 0.666)(144)(100\,000)}{(53.3)(560)} = 6\,770 \text{ lb/min}$$

La condensación resulta entonces

**(f)** $$\frac{(6\,770)(0.01847)}{8.33 \text{ lb/gal } H_2O} = 15 \text{ gpm}$$

que equivale a 900 gal/h, o sea, 3 406 lit/h.

(c) El calor transmitido en un proceso de flujo constante donde $W = 0$ y $\Delta K = 0$ es $Q = \Delta H$. La entalpia del vapor en el aire original es $h_{v1} \approx h_{gb} = 1\,105.1$ Btu/lb vap. a 100°F (38°C), o sea,

**(g)** $$H_{v1} = \omega_1 h_{v1} = (0.0295)(1\,105.1) = 32.6 \text{ Btu/lb a.s.}$$

En el estado 2, la entalpia de $H_2O$ se debe tomar en cuenta para el vapor condensado; esto es,

**(h)** $$H_{v2} = \omega_2 h_{g2} + (\omega_1 - \omega_2) h_{f2}$$
$$= (0.01103)(1\,087.7) + (0.01847)(28.06) = 12.515 \text{ Btu/lb a.s.}$$

donde $h_{g2}$ y $h_{f2}$ corresponden a una temperatura de $t_2 = 60$°F (15°C). De la ecuación (12-12),

**(i)** $$Q = \Delta H_m = c_p(t_2 - t_1) + H_{v2} - H_{v1}$$
$$= 0.24(60 - 100) + 12.515 - 32.6 = -29.7 \text{ Btu/lb a.s.}$$

El calor eliminado por libra de la mezcla original vale 29.7/1.0295 = 28.85 Btu/lb (16.03 kcal/kg) de mezcla, valor aproximado cercanamente por $\Delta H_{wb}$, que difiere en cerca del 4%.

(d) La cantidad total de calor transmitido es, por consiguiente,

**(j)** $$m_a \, \Delta H_m = (6\,770)(29.7) = 201\,000 \text{ Btu/min}$$

Una tonelada de refrigeración se define como un enfriamiento a razón de 200 Btu/min (§18.4); en consecuencia, la capacidad frigorífica ideal requerida es 201 000/200 = 1 005 toneladas.

(e) En 100 000 pie$^3$/min de aire atmosférico, hay también 100 000 pie$^3$/min de aire seco y vapor, etc. de manera que el volumen de la mezcla después que se enfría es

**(k)** $$V_{m2} = V_{a2} = \frac{m_a R_a T_2}{p_{a2}} = \frac{(6\,770)(53.3)(520)}{(14.44)(144)} = 90\,300 \text{ pie}^3\text{/min}$$

El cálculo anterior se puede comprobar utilizando el vapor de agua: (6 770 $\omega_2$ = lb vap.)

**(l)** $$(m_a \text{ lb a.s.})(\omega_2 v_{g2} \text{ pie}^3 \text{ vap./lb a.s.}) = (6\,770)(0.01103)(1\,207.6) = 90\,200 \text{ pie}^3\text{/min}$$

(f) La presión parcial del vapor permanece constante durante el calentamiento de 2 a 3; de modo que $p_{v3} = p_{v2} = 0.2561$ psia (0.0179 kgf/cm$^2$ abs.) El vapor saturado a 85°F (29.4°C) tiene una presión de $p_{ve} = 0.5958$ psia (0.0417 kgf/cm$^2$ abs.), sección B 13. La humedad relativa en 3 es

**(m)** $$\phi_3 = \frac{p_{v3}}{p_{ve}} = \frac{0.2561}{0.5958} = 43\%$$

## 12.20 Ejemplo—Proceso a volumen constante

Un tanque de 10 pies$^3$ (0.28 m$^3$) contiene aire atmosférico comprimido a $p_{m1} = 100$ psia (7 kgf/cm$^2$ abs.), $t_1 = 300$°F (149°C) y con $\phi_1 = 5\%$. Esta mezcla se enfría a 80°F (27°C). Determine (a) la presión inicial del aire seco y del vapor, (b) el estado en el cual comienza la condensación, (c) las presiones parciales después del enfriamiento, (d) la cantidad de $H_2O$ condensado, y (e) el calor transmitido.

**Solución** (a) De la sección B 13, se utiliza la presión de saturación de $p_{vb} = 67.01$ psia (4.691 kgf/cm$^2$ abs.) correspondiente a 300°F (149°C) y se determina, figura 12/11, $p_{v1} = \phi p_{vb} = (0.05)(67.01) = 3.35$ psia (0.235 kgf/cm$^2$ abs.); luego $p_{a1} = p_{m1} - p_{v1} = 100 - 3.35 = 96.65$ psia (6.766 kgf/cm$^2$ abs.).

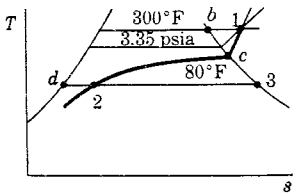



**Fig. 12/11.** *Proceso para el vapor, V = C.*

(b) Puesto que la presión del vapor de agua es de 3.35 psia (0.235 kgf/cm$^2$ abs.) el vapor se apartará más del comportamiento de gas ideal que en los ejemplos anteriores. Empleando las tablas completas de vapor, se determina por interpolación

**(a)** $$v_{v1} = 134.8 \text{ pie}^3\text{/lb a 3.35 psia y 300°F}$$

Puesto que el volumen y la masa permanecen constantes, el volumen específico tampoco se altera, y la condensación está a punto de iniciarse cuando el volumen de vapor *saturado*, $v_g$, es de 134.8 pie$^3$/lb (8.412 m$^3$/kg). Entrando a la tabla de vapor saturado (temperatura) recorra la columna encabezada por $v_g$, buscando 134.8. La interpolación da una temperatura de $t_c = 136.2$°F (57.89°C), figura 12/11, la temperatura del punto de rocío cuando el vapor se enfría a *volumen constante*. (A falta

de estas tablas, especialmente para fines didácticos, utilice $\phi \approx \rho_{v1}/\rho_{vb} = v_{vb}/v_{v1} = 6.4658/v_{v1} = 0.05$, y se obtiene $v_{v1} = 129.3$ pie$^3$/lb (8.068 m$^3$/kg), mediante el enfoque del gas ideal. La temperatura de condensación o de rocío para este volumen $v_{gc} = v_{v1}$ es un poco mayor que 138°F o (59°C).

(c) Puesto que cada componente cambia de estado a volumen constante, el aire seco sigue la ley de Charles. Por consiguiente, la presión del aire seco a 80°F (27°C) es

**(b)**
$$p_{a2} = \frac{T_2}{T_1} p_{a1} = \frac{(540)(96.65)}{760} = 68.7 \text{ psia}$$

Debido a que la temperatura final $t_2 = 80$°F (27°C) es menor que la del punto de rocío $t_c = 136.2$°F (57.89°C), una parte del vapor original se ha condensado; en consecuencia, el vapor que queda está saturado en el estado 3, figura 12/11, y debe quedar a la presión de saturación correspondiente a 80°F, o bien, a $p_{v2} = p_{v3} = 0.5068$ psia (0.0355 kgf/cm$^2$ abs.), sección B 13.

(d) Para encontrar la cantidad de condensado entre los estados 1 y 2 se obtiene $\omega_1$ y $\omega_2$ y se restan. Utilizando $\omega = v_a/v_v$, se tiene primero

**(c)**
$$v_{a1} = \frac{R_a T_1}{p_{a1}} = \frac{(53.3)(760)}{(96.65)(144)} = 2.91 \text{ pie}^3\text{/ lb a.s.}$$

Habiendo hallado $v_{v1} = 134.8$ en las tablas de vapor, tenemos

**(d)**
$$\omega_1 = \frac{v_{a1}}{v_{v1}} = \frac{2.91}{134.8} = 0.02159 \text{ lb vap./lb a.s.}$$

A la temperatura de 80° F (27°C), $v_g = 633.3 = v_{v3}$ figura 12/11. Puesto que la cantidad de aire no cambia, su volumen específico no se modifica: $v_{a2} = v_{a1} = v_{a3} = 2.91$ pie$^3$/lb a.s. (0.182 m$^3$/kg). Por lo tanto,

**(e)**
$$\omega_2 = \frac{2.91}{633.3} = 0.00459 \text{ lb vap./lb a.s.}$$

La cantidad de condensado es $\omega_1 - \omega_2 = 0.02159 - 0.00459 = 0.017$ lb $H_2O$/lb a.s. En el caso de $m_a = 10/2.91 = 3.436$ lb en el tanque, la condensación total es (3.436)(0.017) = 0.0584 lb $H_2O$. Este líquido es saturado, y su estado lo representa *d*, figura 12/11.

(e) Para $V = C$, se tiene que $Q = \Delta U$. El calor proveniente del aire es

**(f)**
$$Q_a = \Delta U_a = m_a c_v \Delta T = (3.436)(0.1714)(80 - 300) = -129.6 \text{ Btu}$$

La calidad del $H_2O$ (fracción gravimétrica de vapor por lb $H_2O$) en 2 vale

**(g)**
$$x_2 = \frac{0.00459 \text{ lb vap./lb a.s.}}{0.02159 \text{ lb } H_2O\text{/lb a.s.}} = 21.26\%$$

**(h)**
$$h_{v2} = (h_f + x_2 h_{fg})_2 = 48.037 + (0.2126)(1\,048.2) = 270.9 \text{ Btu/lb vap.}$$

**(i)**
$$v_{v2} = v_{v1} = 134.8 \text{ pie}^3\text{/lb vap. (no hay cambio en el } H_2O \text{ total)}$$

**(j)**
$$u_{v2} = h_{v2} - \frac{p_{v2} v_{v2}}{J} = 270.9 - \frac{(0.5068)(144)(134.8)}{778} = 258.2 \text{ Btu/lb vap.}$$

donde todos los valores son para ambas fases de $H_2O$ a 80°F (27°C). El valor de $h_{v1}$ es 1 195.2 Btu/lb vap., como se obtuvo de la tabla de sobrecalentamiento para $p_{v1} = 3.35$ psia (0.235 kgf/cm² abs.) y $t_1 = 300$°F (149°C). (Ver también el diagrama de Mollier, sección B 16.) Utilizando $v_{v1} = 134.8$, como se halló en la parte (b), se tiene

$$\textbf{(k)} \qquad u_{v1} = h_1 - \frac{p_1 v_1}{J} = 1\,195.2 - \frac{(3.35)(144)(134.8)}{778} = 1\,111.2 \text{ Btu/lb vap.}$$

En el caso de $m_{H_2O} = 10/v_{v1} = 10/134.8 = 0.07418$ lb, el calor cedido por el $H_2O$ durante el proceso es

$$\textbf{(l)} \qquad Q_{H_2O} = m_{H_2O}(u_{v2} - u_{v1}) = 0.07418(258.2 - 1\,111.2) = -63.3 \text{ Btu}$$

$$\textbf{(m)} \qquad Q = Q_a + Q_{H_2O} = -129.6 - 63.3 = -192.9 \text{ Btu}$$

que es el calor cedido. Si se hubiera considerado la mezcla completa como *aire solamente* (despreciando el calor de condensación) el valor calculado habría sido

$$\textbf{(n)} \qquad mc_v \Delta T = (3.5102)(0.1714)(-220) = -132.4 \text{ Btu}$$

lo cual es erróneo.

## 12.21 MEZCLADO DE CORRIENTES

En los sistemas de acondicionamiento de aire, el aire refrigerado es templado a veces por medio de mezclas con aire recirculado o con aire atmosférico nuevo. En los casos en que las corrientes que se mezclan contienen un determinado componente del que se desea tener una cierta consideración, como el $H_2O$ en el aire acondicionado, generalmente son necesarios balances de masa donde intervenga la sustancia en cuestión. Asimismo, al calcular los intercambios de energía se deben emplear las intensidades totales de las corrientes (por ejemplo, por minuto).

Otros ejemplos donde hay corrientes múltiples en mezcla son: (1) torres de enfriamiento, figura 12/12, en las que una corriente de aire atmosférico se mezcla con una de agua caliente y reduce la temperatura de ésta en un fenómeno muy semejante al de saturación adiabática. §12.9; (2) sistemas de acondicionamiento del aire, que utilizan pulverización de agua fría para enfriar el aire por abajo de la temperatura de rocío.

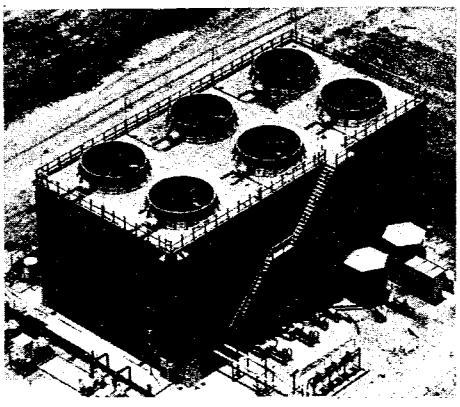


**Fig. 12/12.** *Torre de enfriamiento con tiro inducido.* Las torres de enfriamiento, que se utilizan para enfriar el agua de un condensador, dependen de la corriente natural de aire o están provistas de ventiladores para tiro forzado o inducido a fin de tener mayor capacidad. Si se emplean los ventiladores, la intensidad de enfriamiento puede ser regulada según la carga controlando el flujo de aire. La potencia requerida para el tiro inducido es mayor que para el tiro forzado; sin embargo, es probable que ocurra la recirculación del aire caliente descargado en condiciones desfavorables, cuando se hace uso del tiro mecánico forzado, acción que reduce la capacidad de la torre. (*Cortesía de Foster Wheeler Corp., Nueva York.*)

En el diagrama de energía de la figura 12/13, el aire se introduce por la frontera 1 (con la humedad $\omega_1$) y sale por la 2. El agua entra por $A$ y sale por $B$. Se supone que no existen cambios de masa o de la energía almacenada dentro de las fronteras del volumen de control. En el caso de $m$ kg $H_2O$/kg a.s., el balance de masa para el $H_2O$ es

**(a)** $$\omega_1 + m_A = \omega_2 + m_B$$

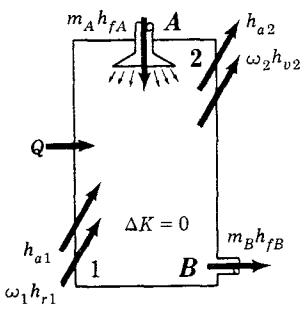



**Fig. 12/13.** *Diagrama de energía correspondiente al mezclado de corrientes de gas y líquido.* Los símbolos son para el aire y el agua, el problema más común. Todas las masas corresponden a un flujo de una unidad de masa de gas seco (aire).

El balance de energía resulta

**(b)** $$Q + h_{a1} + \omega_1 h_{v1} + m_A h_{fA} = h_{a2} + \omega_2 h_{v2} + m_B h_{fB} \text{ kcal/kg a.s.}$$

que, desde luego, es posible reordenar para el caso de un problema particular. Generalmente se supone que $Q$ es cero. Utilizando el balance de masa, ecuación **(a)**, entonces $m_B$ o $m_A$ puede ser eliminada en **(b)**; también $\Delta h_a = c_p \Delta t$, o bien, se emplean los valores de las tablas de gas.

En las torres de enfriamiento, cuanto menor sea $\omega_1$ mayor seá el efecto de enfriamiento del aire sobre el agua. La humedad relativa en 2 debe ser mayor que el 90%. Es necesario disponer de agua de repuesto en el sistema de enfriamiento del condensador en una cantidad igual a $\omega_2 - \omega_1$, cuando esto se utiliza en el acondicionamiento de aire, el agua en $A$, figura 12/13, está lo bastante fría para reducir la temperatura del aire por debajo de la de rocío a fin de eliminar el $H_2O$ del aire, un objetivo principal en un sistema usual de acondicionamiento de aire, de modo que la humedad relativa final del aire ambiente esté a un nivel de comodidad o bienestar. Los pasos en el ejemplo de la sección §12.19 se pueden considerar de esta manera.

## 12.22 CONCLUSION

En varios ejemplos de este capítulo y en otras partes del texto, la entalpia de líquido saturado, $h_f$, se emplea donde el líquido está realmente subenfriado (o sea, subcalentado), siendo la razón que el *subenfriamiento es tan pequeño que resulta despreciable.*

Si no ocurre condensación o reevaporación del vapor, su presión parcial permanece constante mientras la presión total no varíe (ley del gas ideal). Si el aire está saturado, el punto de rocío y las temperaturas psicrométrica y ordinaria son iguales. Vea en la sección §11.27 mayores detalles acerca de las mezclas de gases imperfectos. Si los gases de la mezcla deben variar marcadamente respecto del gas ideal, las respuestas obtenidas por los métodos de este capítulo pueden ser inaceptables.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**12.1** El análisis gravimétrico del aire seco es aproximadamente $O_2$ = 23.1% y $N_2$ = 76.9%. Determine **(a)** el análisis volumétrico, **(b)** la constante de gas, **(c)** las presiones parciales respectivas, y **(d)** el volumen específico y la densidad a 1 atm, 15.6°C. **(e)** ¿Cuántos kilogramos de $O_2$ se deben agregar a 2.27 kg de aire para producir una mezcla que sea el 50% de $O_2$ en volumen?

*Resp.* **(a)** 20.81% $O_2$, **(b)** 288.2 J/kg·K, **(c)** 21.08 kPa abs. para $O_2$, **(d)** 0.84 $m^3$/kg, **(e)** 1.471 kg.

**12.2** **(a)** ¿Cuántos kilogramos de nitrógeno es necesario mezclar con 3.60 kg de dióxido de carbono para producir una mezcla gaseosa que tenga el 50% en volumen de cada componente? **(b)** En el caso de la mezcla resultante, determine $M_m$, $R_m$ y la presión parcial del $N_2$ si la del $CO_2$ es 138 kPa abs.

**12.3** Un tanque de 283 lit contiene una mezcla gaseosa a 689.48 kPa abs. y 37.8°C, cuya composición volumétrica es del 30% $O_2$ y el 70% $CH_4$. ¿Cuántos kilogramos de mezcla se deben extraer, y qué masa de $O_2$ se agregará para producir a la presión y la temperatura originales una mezcla cuya nueva composición volumétrica sea 70% de $O_2$ y 30% de $CH_4$?

*Resp.* Extracción, 0.90 kg; adición, 1.381 kg $O_2$.

**12.4** Un recipiente contiene una mezcla gaseosa de $CH_4$, $N_2$, CO y $O_2$ a las presiones parciales respectivas de 140, 55, 70 y 15 kPa abs. Determine **(a)** los análisis volumétrico y gravimétrico, **(b)** $M_m$ y $R_m$, **(c)** los calores específicos $c_p$ y $c_v$ para la mezcla, y **(d)** el volumen ocupado por 45 kg de la mezcla a $p_m$ y 32°C.

**12.5** La relación de humedad de aire atmosférico a 1 atm, 26.7°C, es de 0.016 kg vap./kg a.s. Obtenga **(a)** $p_v$, **(b)** $\phi$, **(c)** la temperatura de rocío, **(d)** $\rho_m$, **(e)** los porcentajes volumétrico y gravimétrico de $H_2O$, y **(f)** la masa de $H_2O$ en 28.32 $m^3$ del aire atmosférico.

*Resp.* **(a)** 2.54 kPa abs., **(b)** 72.6%, **(c)** 21.3°C, **(d)** 1.166 kg/$m^3$, **(e)** 2.51% en volumen, **(f)** 0.52 kg.

**12.6** La temperatura en un condensador de vapor de agua es de 32.2°C y hay 0.075 kg a.s./kg $H_2O$. Si el $H_2O$ está como vapor saturado, halle **(a)** $\omega$, **(b)** el vacío en el condensador considerando un barómetro de 1 bar, **(c)** $\rho_m$, **(d)** el porcentaje en volumen y el porcentaje en masa del aire.

*Resp.* **(a)** 13.31 kg vap./kg as. **(b)** 96.29 kPa vacío, **(c)** 0.0368 kg/$m^3$, **(d)** 4.46%, 6.98%.

**12.7** La entalpia de vapor de agua a bajas presiones y dentro del intervalo de temperaturas de 10 a 60°C, se puede obtener a partir de la expresión $h_v = 2\,500 + 1.817\,t_v$ en kJ/kg, donde $t_v$ está en °C. Demuestre que esta ecuación resulta de graficar $h_g$ en el caso del vapor, en coordenadas rectangulares y observando que resulta una recta. Vea calores en la sección B 16 (SI).

**12.8** Un proceso evaporativo adiabático ocurre en la siguiente forma: 6.8 kg/seg de aire seco a 1 bar, 104.4°C, y 0.454 kg/seg de vapor húmedo ($y$ = 10%) a 1 bar, cada uno de los cuales entra a una cámara adiabática y salen después como una mezcla gas-vapor a 1 bar; inicialmente todo el líquido en la masa de vapor se evapora durante el mezclado para formar vapor agregado. Trace un diagrama de energía del sistema de flujo constante, y para la mezcla de salida determine **(a)** la temperatura, **(b)** la relación de humedad, **(c)** la humedad relativa. **(d)** ¿Cuál es la producción de entropía y la irreversibilidad en el proceso de mezclado si $t_0$ = 15.6°C?

**12.9** Una mezcla gaseosa a 137.9 kPa abs. y 93.3°C tiene el siguiente análisis volumétrico: 35% $CO_2$, 50% $N_2$, 15% $H_2O$. Con respecto al $H_2O$, determine **(a)** la relación de humedad, **(b)** la temperatura de rocío, **(c)** la humedad relativa y **(d)** el grado de saturación. **(e)** ¿Cuál es la densidad de la mezcla?

*Resp.* **(a)** 0.092 kg vap./kg g.s., **(b)** 60.8°C, **(c)** 26%. **(d)** 0.13, **(e)** 1.45 kg/$m^3$.

**12.10** Los porcentajes volumétricos de una mezcla gas-vapor son 90% $H_2$ y 10% $H_2O$ cuando la temperatura y la presión total son de 65.6°C y 137.9 kPa abs., respectivamente. Esta mezcla se enfría con una presión total constante a razón de 28.32 $m^3$/min, medidos en el estado inicial, a 15.6°C. Determine la humedad relativa inicial y la intensidad a la cual ocurre la condensación.

*Resp.* 53.8%, 1.122 kg/min.

**12.11** Se han calentado a volumen constante 2 $m^3$ de una mezcla aire vapor de agua, (inicialmente saturada a 1 bar, 20°C). Si la temperatura final es de 65°C, determine **(a)** las masas de aire seco y vapor de agua, **(b)** la humedad relativa y las presiones parciales para el estado final, **(c)** el calor.

**12.12** ¿A qué temperatura debe ser calentado a volumen constante una cierta cantidad de aire saturado a 1 bar y 30°C, para reducir a la cuarta parte su humedad relativa inicial?

**12.13** Una mezcla aire-vapor de agua de 4 535

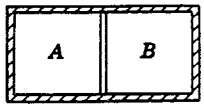
kg y saturada desde el comienzo a 517.11 kPa abs., 32.2°C, se expande isotérmicamente hasta que la presión parcial del vapor sea de 1.227 kPa abs. En el caso del estado final, determine **(a)** la presión parcial del aire seco, **(b)** la humedad relativa, **(c)** el punto de rocío, **(d)** el calor.

*Resp.* **(a)** 130.52 kPa abs., **(b)** 25.5%, **(c)** 10°C, **(d)** 544 kJ.

**12.14** Con 150 $m^3$/min de aire saturado a 1 bar, 10°C, se mezclan 100 $m^3$/min de aire a 1 bar; 40°C (bulbo seco), 60% de humedad relativa, en un proceso adiabático de flujo constante. Para la mezcla resultante determine **(a)** $\omega$, **(b)** $t_d$, **(c)** $\phi$, **(d)** el punto de rocío y **(e)** $\rho$.

**12.15** Demuestre que si aire atmosférico se expande (o se comprime) isentrópicamente sin condensación del vapor de agua (considerando sus componentes como gases ideales), las variaciones respectivas en entropía de los dos componentes, el aire seco y el vapor de agua, no serán cero, sino iguales y opuestas, en tal forma que la entropía de la mezcla permanezca constante.

**12.16** En una cámara adiabática dividida (vea la figura), existen 11.338 kg de aire seco en un lado a 1 bar 99.6°C, y 0.454 kg de vapor de agua saturado a 1 bar en el otro. La partición se elimina luego y ocurre la mezcla hasta el equilibrio.




Problema 12.16

Para el estado final, determine **(a)** la presión parcial del vapor de agua, **(b)** la humedad relativa. **(c)** Para el sistema en conjunto, determine los cambios de energía interna y de entropía originados por el proceso de mezcla.

## UNIDADES TECNICAS

**12.17** Una mezcla de 1 lb de CO y 3 lb de $N_2$ está en un tanque a 30 psia (2.1 $kgf/cm_2$ abs.) y 80°F (27°C). Calcule **(a)** la presión parcial de cada gas, **(b)** el volumen del tanque y **(c)** el volumen que cada gas ocuparía si estuviera separado de los otros gases pero a 30 psia y 80°F. **(d)** Si estos gases estuvieran originalmente separados por una división como en **(c)** y el separador se eliminara, ¿cuál es el cambio neto de entropía después que los gases se han difundido hasta el equilibrio?

*Resp.* **(a)** 7.5, 22.5 psia; **(b)** 27.5 $pie^3$; **(c)** 6.88, 20.62 $pie^3$; **(d)** + 0.159 Btu/°R.

**12.18** Un tanque rígido que contiene 3 lb de una mezcla gaseosa de nitrógeno y dióxido de carbono (cada uno como un 50% en volumen) a 40 psia (2.8 $kgf/cm^2$ abs.) y 150°F (66°C), recibe 1 libra más de nitrógeno, y la temperatura permanece en 150°F (66°C). Para las 4 lb resultantes, determine **(a)** los análisis volumétrico y gravimétrico, **(b)** la presión y **(c)** la masa molecular.

*Resp.* **(a)** Para $N_2$: $f$ = 54.2%, $X$ = 65%; **(b)** 57.1 psia; (3.997 $kgf/cm^2$ abs.); **(c)** 33.6 lb/mol.

**12.19** Una cierta cantidad de aire atmosférico está a 14.65 psia (1.026 $kgf/cm^2$ abs.), $t_d$ = 94°F (34.4°C) y $t_w$ = 68°F (20°C). Calcule **(a)** la presión parcial del vapor de agua, **(b)** la relación de humedad, **(c)** el punto de rocío, **(d)** la humedad relativa, **(e)** los porcentajes volumétrico y gravimétrico de $H_2O$, y **(f)** el volumen ocupado por el $H_2O$ en 1 lb a.s.

*Resp.* **(a)** 0.2027 psia, **(b)** 0.00873 lb vap./lb a.s., **(c)** 52.5°F, **(d)** 25.6%, **(e)** 1.38% en vol., **(f)** 14.20 $pies^3$.

**12.20** Una mezcla aire-vapor de agua a baja presión y a 150°F, tiene una temperatura de rocío de 80°F (26.7°C). Si la relación de masas vapor/aire es de 4/100, determine **(a)** $\phi$, **(b)** $p_m$, **(c)** $\rho_m$, **(d)** el porcentaje volumétrico de $H_2O$, y **(e)** el volumen ocupado por el aire seco en 1 lb de vapor.

*Resp.* **(a)** 13.65%, **(b)** 17.072 plg Hg abs., **(c)** 0.0363 lb/$pie^3$, **(d)** 6.05%, **(e)** 711 $pie^3$.

**12.21** Para un cierto estado, las condiciones atmosféricas son $p_m$ = 14.7 psia, $t_d$ = 89°F, $t_w$ = 74°F. Realizando la solución a partir del diagrama psicrométrico solamente, halle **(a)** el punto de rocío, **(b)** $\omega$, **(c)** $p_v$, **(d)** $\phi$ y **(e)** el volumen específico. **(f)** ¿Cuántas libras de vapor de agua existen en 15 000 $pie^3$ de este aire? **(g)** ¿Cuántas libras de vapor de agua existen en 15 000 $pie^3$ de este aire ¿Qué cantidad de vapor de agua se requiere para saturarlos 15 000 $pie^3$ de aire a 74°F si $t_w$ es constante? ¿Y si $t_d$ también permanece constante? Suponga que la presión total no cambia.

*Resp.* **(a)** 68°F, **(b)** 0.01458 lb vap./lb a.s., **(c)** 0.3035 psia, **(d)** 50%, **(e)** 14.15 $pie^3$/lb a.s., **(f)** 15.46 lb, **(g)** 3.63 lb para $t_w = C$.

**12.22** Una cierta cantidad de aire atmosférico saturado a 1.33 $kgf/cm^2$ abs. $t_d$ = 12.2°C experimenta un proceso de humidificación a presión constante, hasta que su humedad relativa se reduce a la mitad en tanto que su relación de humedad se duplica. Trace un croquis de diagrama psicrométrico y determine **(a)** las temperaturas $t_d$, $t_w$ finales y el punto de rocío, **(b)** la humedad agrega-

da a 56 $m^3$/min de aire atmosférico inicial, en kg/min, **(c)** el calor necesario, en kcal/min.

**12.23** Se calientan 37.8 $m^3$/min de aire atmosférico saturado inicialmente a 1.033 kgf/$cm^2$ abs., 18°C (bulbo seco) hasta que la temperatura ordinaria final sea $t_{d2}$ = 32.2°C; la temperatura de rocío permanece constante durante este proceso de calentamiento. Utilice el diagrama psicrométrico solamente (trace un croquis) y determine **(a)** $\phi_2$, **(b)** la masa inicial de aire atmosférico en kg/min, **(c)** el calor requerido en kcal/min.

**12.24** Un recinto con aire acondicionado requiere 5 000 $pie^3$/min (140 $m^3$/min) de aire libre (§14.5) a 100°F = 38°C (bulbo seco) y 13 psia = 0.91 kgf/$cm^2$ abs. (presión atmosférica); $t_w$ = 84° F = 28.9°C (estado 1). Este aire pasa por un pulverizador o rociador de agua fría hasta que el punto de rocío del aire al ser descargado al recinto alcanza el valor requerido. Después de llegar al espacio acondicionado, el aire (sin nada de $H_2O$ líquido) se calienta por infiltración de calor al recinto a 70°F = 21°C y 49% de humedad relativa (estado 2), sin cambio en el contenido de $H_2O$. Determine **(a)** $p_{v1}$ según la ecuación de Carrier y el punto de rocío del aire libre, **(b)** la temperatura de condensación o de rocío en el estado 2 y el $H_2O$ condensado durante el enfriamiento, y **(c)** la refrigeración realizada durante el proceso, expresada en toneladas de refrigeración (1 T.R. ≡ 200 Btu/min de extracción de calor). **(d)** Durante el enfriamiento, agua fría a 36°F (2.22°C) se rocía al aire y se calienta hasta 48°F (8.9°C) a la salida. Trace un diagrama de energía y determine la cantidad de agua necesaria a 36°F (2.22°C).

*Resp.* **(a)** Pto. de rocío ≈ 80°F; **(b)** 50°F, 303 lb/h; **(c)** 46.8 T.R.; **(d)** 93.2 gpm.

**12.25** Demuestre que si la $h_g$ para vapor de agua se grafica en función de la temperatura utilizando un intervalo de, por ejemplo, 50 a 150°F se obtendrá una línea recta en coordenadas rectangulares con la ecuación resultante $h_v$ = 1 061 + 0.445 $t_v$.

**12.26** Una cierta cantidad de aire atmosférico a 1.019 kgf/$cm^2$ abs. y 27°C (bulbo seco) experimenta un proceso de saturación adiabática hasta una temperatura final de 14.40°C. En el caso del estado del aire justamente antes del proceso adiabático, determine **(a)** $t_w$, **(b)** $p_v$, **(c)** $\phi$, **(d)** $\omega$ y **(e)** $\rho_m$. **(f)** Para el estado después del proceso, ¿cuánto valen $p_v$, $t_w$, $\omega$ y $\rho_m$?

**12.27** El estado del aire atmosférico es $p_m$ = 29.60 pgl Hg abs., $t_d$ = 80°F (27°C), $t_w$ = 60°F (16°C). **(a)** Evalúe $\omega$ $\rho$, $p_v$, $\phi$ y la temperatura de rocío, utilizando el principio de saturación adiabática. **(b)** Compruebe $p_v$ por la ecuación de Carrier. **(c)** Dé la respuesta a **(a)** utilizando el diagrama psicrométrico (muestre todas las lecturas del diagrama en un croquis).

*Resp.* 0.00656 lb vap./lb a.s., 0.31 plg Hg abs., 30%, 45.8°F.

**12.28** Si una vasija sin tapa y llena de agua se coloca en una habitación de 16 × 20 × 9 pies, donde $p_m$ = 14.50 psia (1.015 kgf/$cm^2$ abs.), $t_d$ = 78°F (26°C), $t_w$ = 54°F (12.2°C), dé aproximadamente la pérdida máxima de agua que puede ocurrir en la vasija. Desprecie las pérdidas por infiltración y exfiltración pero suponga que la presión total y la temperatura ordinaria (de bulbo seco) permanecen constantes. *Resp.* 3.65 lb.

**12.29** Se agregan (en masa) 2 partes de vapor de benceno a 13 partes de aire seco a fin de formar una mezcla gas-vapor a 1.05 kgf/$cm^2$ abs., 43.3°C. Determine la humedad relativa $\phi$ con base en el vapor de benceno.

**12.30** Se mezclan 6 lb de vapor de alcohol etílico con 18 lb de oxígeno para formar una mezcla gas-vapor a 20 psia (1.4 kgf/$cm^2$ abs.), 140°F (60°C). Determine **(a)** el análisis gravimétrico, **(b)** el análisis volumétrico, **(c)** la humedad relativa, **(d)** la temperatura de rocío.

*Resp.* **(a)** 75% $O_2$, **(b)** 81.2% $O_2$, **(c)** 57%, **(d)** 119°F.

**12.31** A través del múltiple de un motor de automóvil circulan 15 lb/min de aire seco, 1 lb/min de vapor de octano y 0.20 lb/min de vapor de agua, todo mezclado a 12 psia (0.84 kgf/$cm^2$ abs.) y 130°F (54.4°C). Determine la humedad relativa y el punto de rocío de la mezcla **(a)** con respecto al vapor de octano, y **(b)** con respecto al vapor de agua.

*Resp.* **(a)** 17.21%, 68°F (20°C); **(b)** 11.21%, 59.1°F (15.1°C).

**12.32** Para un ambiente agradable en verano, aire atmosférico en el estado 1 a $p_m$ = 24.45 plg Hg, 80°F (27°C) (bulbo seco) y 70% de humedad relativa, ha de ser enfriado a presión total constante hasta 50°F (10°C) (estado 2). Luego la mezcla aire-vapor en el estado 2 se calienta hasta el estado 3 a 70°F (mediante flujo de calor hacia el espacio). En el caso de un flujo de 1 000 $pie^3$/min en el estado 1, calcule: **(a)** las lb/min de aire seco, **(b)** las relaciones de humedad en los estados 1, 2 y 3, **(c)** las lb/min de $H_2O$ condensadas, **(d)** los puntos de rocío en 1, 2 y 3, **(e)** el calor eliminado desde el estado 1 hasta el estado 2 (en Btu/min), **(f)** la humedad relativa en el estado 3. **(g)** Resuelva el problema por el diagrama psicrométrico, especificando también las temperaturas de bulbo húmedo en los estados 1, 2 y 3. Indique la solución en un croquis grande. ¿Hay

alguna razón teórica para que las respuestas mediante el diagrama no sean iguales a las calculadas? Describa.

*Resp.* **(a)** 58.2 lb/min, **(b)** 0.019, 0.00936; **(c)** 0.56 lb/min, **(d)** 69.2°F, 50°F; **(e)** 1 032 Btu/min, **(f)** 49.1%.

**12.33** Una cierta cantidad de aire a 110°F (43°C), $\phi$ = 10% en una localidad en el desierto ($p_m$ = 13 psia o 0.91 kgf/cm$^2$ abs.) se enfría por contacto con agua (flujo constante a través de pantallas mojadas). El aire sale del enfriador a 76°F (24.4°C), $\phi$ = 80%. **(a)** Si el agua entra a 80°F (27°C) y se enfría a 70°F (21°C) cuando sale de la unidad, ¿qué cantidad se suministra al sistema (considerado adiabático) por libra de aire entrante? **(b)** ¿Qué cantidad de agua de repuesto es necesaria durante 1 h para 1 000 pie$^3$/min de aire de entrada? Formule un balance de energía.

*Resp.* **(a)** 0.369 lb, **(b)** 41.5 lb/h.

**12.34** Suponga que 20 pies$^3$ de una mezcla aire-vapor de agua están inicialmente a 14.70 psia, 96°F (bulbo seco) y 100% de humedad relativa. El aire se enfría a volumen constante hasta 40°F. Determine **(a)** $\omega_1$ **(b)** las presiones parciales en el estado final, **(c)** $\omega_2$, **(d)** la temperatura a la cual se inicia la condensación, **(e)** la cantidad total de vapor condensado y **(f)** el calor.

*Resp.* **(a)** 0.03775 lb vap./lb a.s., **(b)** 12.45, 0.1217 psia, **(c)** 0.006075 lb vap./lb a.s., **(d)** 96°F, **(e)** 0.0427 lb, **(f)** −57.3 Btu.

**12.35** Una cierta cantidad de aire atmosférico, inicialmente saturado a 1.05 kgf/cm$^2$ abs., 43.3°C, se comprime de manera isotérmica hasta la presión final $p_{m2}$ = 3.15 kgf/cm$^2$ abs. Bosqueje el diagrama *Ts* y en el caso de 10 kg de aire atmosférico determine **(a)** la humedad relativa final, **(b)** la cantidad en kg de la humedad condensada.

**12.36** Se mezclan 8 500 pie$^3$/min de aire saturado a 14.60 psia, 48°F (bulbo seco), con 6 600 pie$^3$/min de aire a 14.60 psia, 92°F (bulbo seco), 60% de humedad relativa en un proceso adiabático de flujo constante. Para la mezcla resultante determine **(a)** $\omega$, **(b)** $t_d$, **(c)** $\phi$, **(d)** la temperatura de rocío, **(e)** $\rho$, y **(f)** $\mu$.

*Resp.* **(a)** 0.0123 lb vap./lb a.s., **(b)** 66.3°F, **(c)** 88.7%, **(d)** 62.9°F.

**12.37** En un sistema de aire acondicionado se mezclan adiabáticamente dos corrientes de flujo constante; $\Delta P$ = 0, $\Delta K$ = 0. Una corriente, *A*, es aire atmosférico a 29.92 plg Hg abs., 90°F (bulbo seco), $\phi$ = 38%, 500 lb/min; la otra corriente, *B*, es aire recirculado a 29.92 plg Hg abs., 70°F (bulbo seco) $\phi$ = 70%, 400 lb/min. Determine **(a)** la relación de humedad para cada corriente: *A*, *B*, *C* (la mezcla resultante), **(b)** la temperatura ordinaria (o de bulbo seco) y la temperatura de rocío de la corriente *C*, y **(c)** la producción de entropía del proceso de mezcla.

*Resp.* **(a)** 0.0114, 0.01094, 0.0112 lb vap./lb a.s., **(b)** 82°F, **(c)** 374 Btu/°R·min.

**12.38** Una cierta cantidad de agua entra a una torre de enfriamiento a 43°C y sale a 24.4°C. La torre recibe a 14 000 m$^3$/min de aire atmosférico a 755.65 mm Hg abs., 21°C (bulbo seco), 40% de humedad relativa; el aire sale de la torre a 35°C (bulbo seco), $\phi$ = 95%. Determine **(a)** la masa de aire seco por minuto que pasa por la torre, **(b)** el volumen de agua de entrada (en lit/min), y **(c)** la cantidad de agua evaporada por hora.

**12.39** Una torre de enfriamiento con tiro mecánico de aire recibe 250 000 pie$^3$/min de aire atmosférico a 29.60 plg Hg abs., 84°F (bulbo seco) 45% de humedad relativa, y descarga aire saturado a 98°F. Si la torre recibe 3 500 gpm de agua a 104°F, ¿cuál será la temperatura de salida del agua enfriada? *Resp.* 83°F.

**12.40** Programe este problema. Para un conjunto (o varios conjuntos) de datos psicrométricos ($t_d$, $t_w$, $p_m$) con relación al aire atmosférico, emplee la ecuación de Carrier y determine la humedad relativa $\phi$, la relación de humedad $\omega$ y la temperatura de rocío $t_{dp}$.

# 13

# SISTEMAS REACTIVOS

## 13.1 INTRODUCCION

No hace mucho tiempo que los procesos químicos estaban casi totalmente a cargo del químico o del ingeniero químico. Pero cuando sobrevino la crisis energética se planteó la impresionante aseveración de que todos los combustibles fósiles son finitos o agotables. De pronto a todo el mundo le interesó el asunto de la energía, independientemente de los aspectos que se exponen en este capítulo. Aunque el proceso de la combustión nunca será comprendido por la mayor parte de la gente, es de esperar que todo ingeniero tenga un buen conocimiento de los combustibles fósiles y de su rápida oxidación en aire.

La quema controlada de un combustible en el aire atmosférico es una reacción química exotérmica acompañada de un incremento sustancial en la temperatura. Como todos los procesos termodinámicos, tiene que ser eficiente. Deben ser correctos cuatro factores (entre otros) para que un proceso de combustión se lleve a cabo adecuadamente; tales factores se indican por la palabra mnemónica MATT. La M señala que debe haber una *mezcla* eficaz de combustible y comburente (oxidante); la A, el *aire* suficiente para suministrar el oxígeno adecuado; la T, la *temperatura* de ignición apropiada para iniciar y mantener el proceso de combustión, y la segunda T, el *tiempo* justo que permita la quema o combustión completa.

Este capítulo resultará sumamente interesante, puesto que debe tenerse conciencia del papel que juega la combustión en los destinos de un país que trate de mantener su imagen y *status* entre los demás países del mundo.

## 13.2 COMBUSTIBLES

Los combustibles fósiles se pueden clasificar convenientemente como: 1) sólidos, 2) líquidos y 3) gaseosos. El carbón (mineral) en sus diferentes clases es el combustible sólido más común. Los combustibles líquidos utilizados más ampliamente son los derivados de hidrocarburos, con fórmula química $C_x H_y$, donde los subíndices $x$ y $y$ poseen diversos valores. Los alcoholes, con fórmula química $C_x H_y O_z$, tienen aplicación cuando la desventaja en el precio es compensada por otras ventajas. Los combustibles gaseosos son por lo general los más limpios y, donde el gas natural sea abundante, probablemente resultan también los más baratos. Los gases de fabricación y subproductos se emplean tanto para calefacción como para generación de potencia. La era del espacio ha propiciado el desarrollo de más

combustibles, en particular los reactivos que se combinan rápidamente y con liberación de grandes cantidades de energía, como el necesario para la propulsión de los cohetes.

## 13.3 ANALISIS DE LOS COMBUSTIBLES

El ***análisis másico*** (o *gravimétrico*) es el que especifica los diversos porcentajes en masa (o las fracciones de masa, $f_m$) de los elementos de un combustible y es típico para combustibles sólidos y líquidos.

Un combustible gaseoso se puede definir por un análisis gravimétrico o uno volumétrico (molar) (§12.2). Los elementos constituyentes del combustible son principalmente el carbono y el hidrógeno.

Si el combustible reactivo es del tipo molecular único se pueden determinar por análisis gravimétrico los diferentes átomos a partir de la fórmula química. En el caso del hidrocarburo octano $C_8H_{18}$, que es cercano a la forma molecular promedio de la gasolina (una mezcla de numerosas moléculas diferentes), se tiene

**(a)** $$8 \times 12 + 18 \times 1 \approx 114 \text{ kg/kgmol de octano}$$

donde, en una molécula de combustible, hay 8 átomos de carbono con masa atómica 12, y 18 átomos de hidrógeno con una masa atómica aproximada igual a 1. (En la mayor parte de los problemas de combustión, el número entero más cercano al valor real de la masa atómica o molecular es lo suficientemente exacto.) Por consiguiente, en 1 mol de octano, hay $8 \times 12 = 96$ kg de C y 18 kg de $H_2$. Las fracciones gravimétricas son $f_{mC} = 96/114 = 0.842$ C, y $f_{mH_2} = 18/114 = 0.158\,H_2$.

Inversamente, suponga que se ha hallado un hidrocarburo que contiene el 80% de C y el 20% de $H_2$ (en masa) ($f_{mC} = 0.80, f_{mH_2} = 0.20$). El número correspondiente de átomos es $80/12 = 6.67$ y $20/1 = 20$, cifras que son proporcionales al número de átomos de C y $H_2$, respectivamente. Los hidrocarburos equivalentes serían

$$C_{6.67}H_{20} \quad \text{o bien,} \quad CH_3 \quad \text{o bien,} \quad C_2H_6$$

o uno cualquiera en que el número de *átomos* de $H_2$ es $20/6.67 = 3$ veces la cantidad de átomos de C; designe por $(CH_3)_x$. Observemos que la masa molecular equivalente del $C_{6.67}H_{20}$ es 100.

## 13.4 COMPOSICION DEL AIRE

El aire atmosférico tiene una composición volumétrica de 20.99% de oxígeno, 78.03% de nitrógeno, algo menos que 1% de argón, y pequeñas cantidades de varios otros gases como vapor de agua, dióxido de carbono, helio, hidrógeno y neón. Para la mayor parte de los cálculos de ingeniería generalmente basta incluir todos los gases además del oxígeno, como nitrógeno, y utilizar valores de composición de 21% de oxígeno y 79% de nitrógeno "atmosférico", en volumen. Por tanto, en 100 moles de aire existen más o menos 21 moles de $O_2$ y 79 moles de $N_2$, o sea,

**(a)** $$\frac{79}{21} = 3.76 \frac{\text{moles } N_2}{\text{mol } O_2} \quad \text{o bien,} \quad 3.76 \frac{\text{m}^3\ N_2}{\text{m}^3\ O_2}$$

que es un valor útil para el estudio general. La composición gravimétrica aproximada del aire es 23.1%, $O_2$, 76.9%, $N_2$, o bien, de $76.9/23.1 = 3.32$ kg $N_2$/kg $O_2$.

## 13.5 RELACIONES DE AIRE Y COMBUSTIBLE

Si en las proporciones de los componentes de los reactivos hay exactamente las suficientes moléculas de oxidante para lograr una reacción completa hasta formar moléculas estables de los productos, se dice que dichas proporciones son ***estequiométricas***. Para las mencionadas proporciones hay una cantidad *ideal* de oxidante; en el caso de combustibles que reaccionan con $O_2$ puro, se habla del "100% de aire" (o bien, el 100% de $O_2$).

En la práctica, para asegurar una reacción total del combustible (combustión completa), se proporciona un exceso de aire o de oxígeno. En este caso, por ejemplo, podemos hablar del 120% de aire, el 200% de aire, etc., o bien, del 20% ó 100% de *exceso de aire*, etc. Cualquier cantidad de aire superior a la requerida prácticamente para la situación particular, hace que una mayor cantidad de energía salga del sistema como energía almacenada (molecular), en tanto la temperatura a la cual los productos de la combustión son enfriados debe ser la más baja posible económicamente. La experiencia indica los siguientes valores de *exceso* de aire en el caso de los hogares (u hornos) de las plantas de vapor: para carbón pulverizado del 15 al 20%; para combustóleo (*fuel oil*) del 5 al 20% para gas natural del 5 al 12%.

Hay ocasiones en que se requiere una *deficiencia* (o *defecto*) *de aire* (u oxidante) y, en el caso de los combustibles, se habla de, por ejemplo, un "80% de aire" (o bien, un 80% de $O_2$). En general, si no hubiera algún exceso de combustible, la pérdida por el combustible no quemado, o sea, la combustión incompleta, sería antieconómica.

Puesto que los diversos principios ya son conocidos, unos cuantos ejemplos servirán para explicar su aplicación. Como se debe recordar, la identidad de las especies atómicas se conserva durante un proceso químico. Por consiguiente, si se expresa metódicamente el balance atómico, equivalente al balance de masa de ese elemento —para cada átomo considerado—, es más probable que se obtengan las ecuaciones químicas correctas.

### 13.6 Ejemplo—Combustión del octano

Si el octano gaseoso $C_8H_{18}$ (g) se quema en aire ideal, ¿qué volumen de aire a 140°F (60°C) y 14 psia (0.98 kgf/cm$^2$ abs.) es necesario? Determinar los volúmenes y las masas relativas de los componentes de los reactivos y de los productos, cuando el $H_2O$ es líquido, o sea, $H_2O$ (l), y calcular la relación de aire a combustible. Halle también un valor aproximado de la masa molecular equivalente de los productos cuando el $H_2O$ es gaseoso, es decir, se tiene $H_2O$ (g).

**Solución.** En el caso de combustión estequiométrica, los productos son $H_2O$, $CO_2$ y $N_2$ (el $N_2$ se considera inerte y pasa por la reacción sin ningún cambio químico). Dependiendo de la temperatura final, el $H_2O$ puede ser líquido o gas (vapor). Si los productos regresan a una presión aproximadamente igual a la atmosférica, se supone que se ha condensado todo el $H_2O$ formado durante la combustión. En este ejemplo se tienen en consideración ambas fases. Recordemos que los coeficientes de los símbolos químicos pueden representar el número de moléculas en la reacción, o, de preferencia, los moles de cada sustancia. Sea 1 mol de combustible la base de la ecuación y se expresarán las ecuaciones químicas con los coeficientes desconocidos representados por letras, por ejemplo, $a$, $b$, $c$.

**(a)**
$$C_8H_{18}(g) + aO_2 + 3.76aN_2 \rightarrow bH_2O + cCO_2 + 3.76aN_2$$

En el caso de 3.76 moles de $N_2$ por mol de $O_2$ en el aire, §13.4, el coeficiente del $N_2$ atmosférico es $3.76a$, para $a$ moles de $O_2$ atmosférico. Los balances de átomos dan

$$\text{C:} \quad 8 = c \quad \text{o bien} \quad c = 8$$

$$\text{H}_2\text{:} \quad 18 = 2b \quad \text{o bien} \quad b = 9$$

$$\text{O}_2\text{:} \quad 2a = b + 2c \quad \text{o bien} \quad a = 12.5 \qquad 3.76a = 47$$

Luego entonces, si la temperatura final es lo bastante baja para haber condensado el $H_2O$, se obtiene

**(b)**

| | *Reactivos* | | | *Productos* | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $C_8H_{18}(g)$ | + $12.5O_2$ | + $47\ N_2$ | → $9\ H_2O(l)$ | + $8\ CO_2$ | + $47\ N_2$ |
| Moles: | 1 | + 12.5 | + 47 | → 9 | + 8 | + 47 |
| Volumen relativo: | 1 | + 12.5 | + 47 | → 0 | + 8 | + 47 |
| Masa relativa: | 114 | + 400 | + 1316 | = 162 | + 352 | + 1316 |
| Masa/kg (comb.): | 1 | + 3.51 | + 11.54 | = 1.42 | + 3.09 | + 11.54 |

La primera línea después de la ecuación es simplemente el número de moles de cada componente para combustión completa en aire estequiométrico. La línea de "volumen relativo" muestra los volúmenes relativos cuando los reactivos y los productos están a las *mismas temperatura y presión* (Avogadro); el $H_2O$ líquido se indica con volumen cero (pues es muy pequeño comparado con los volúmenes de gas). Interpretación: 1 $m^3$ de combustible requiere 12.5 $m^3$ de $O_2$ y resulta en 8 $m^3$ de $CO_2$ (a las mismas $p$ y $T$). El análisis volumétrico de los reactivos y de los productos se puede obtener dividiendo el volumen de un componente entre el volumen total: para los reactivos, supóngase que 12.5/60.5 es la fracción volumétrica de $CO_2$; para los productos, 8/55 es la fracción volumétrica de $CO_2$.

La línea de "masa relativa" se halla multiplicando el número de moles de cada componente por su masa molecular $M$ (kg/mol); para $O_2$, esto es (12.5)(32) = 400. La línea de "Masa/kg (comb.)" se obtiene dividiendo cada término de la línea precedente entre la masa de combustible (114). La interpretación de la última línea es como sigue: se requieren 3.51 kg $O_2$/kg (comb.); de esto resultan 1.42 kg $H_2O$/kg (comb.), además del $H_2O$ que ya estaba en el aire atmosférico.

Una de las respuestas requeridas es $r_{a/f}$ = 3.51 + 11.54 = 15.05 kg (aire)/kg (comb.), que es la relación aire combustible (la $f$ indica combustible, *fuel*)($r_{a/f}$ = 15.1, cuando se utilizan las partes decimales de las masas moleculares); la relación de combustible a aire $r_{f/a}$ es 1/15.05 = 0.0664 kg (comb.)/kg (aire). Si las masas relativas de los reactivos no son necesarias, una forma más rápida para calcular el aire es emplear la masa molecular equivalente de aire —por ejemplo, 29— y el total de moles 12.5 + 47 = 59.5 moles de aire. Se tiene así que

$$\textbf{(c)} \qquad r_{a/f} = \frac{\text{kg (aire)/kgmol (comb.)}}{\text{kg (comb.)/kgmol}} = \frac{(29)(59.5)}{114} = 15.1 \text{ kg (aire)/kg (comb.)}$$

Son de esperar pequeñas diferencias en las respuestas por métodos distintos cuando se utilizan masas atómicas aproximadas.

En esta etapa, el volumen de aire se puede calcular en varias formas diferentes. Para 59.5 moles de aire por mol de combustible, la ecuación (6.4) da

$$\textbf{(c)} \qquad V_a = \frac{1545nT}{p} = \frac{(1545)(59.5)(600)}{(14)(144)} = 27\,380 \text{ pie}^3\text{/mol (comb.)}$$

o sea, 27 380/114 = 240 $pie^3$/lb (comb.), empleando las unidades inglesas. En unidades métricas se tienen 14.8 $m^3$/kg (comb.).

La masa total de productos por mol de combustible es 162 + 352 + 1 316 = 1 830 kg. El total de moles de productos gaseosos con $H_2O$ (g) por mol de combustible es 9 + 8 + 47 = 64. La masa molecular es entonces $M$ = 1 830/64 = 28.6 kg/mol de productos.

## 13.7 Ejemplo—Volumen de productos

Para los productos de combustión hallados en §13.6 determine el volumen a 240°F (116°C) y 14 psia (0.98 $kgf/cm^2$ abs.) en $pie^3$/lb de combustible.

**Solución.** Existen también varias formas en las que se puede resolver el problema en esta etapa. Puesto que a la temperatura dada el $H_2O$ es gaseoso hay 9 + 8 + 47 = 64 moles de productos por mol de combustible. Utilice la ecuación del gas ideal para 114 lb de combustible y se obtiene así

**(a)** $$V = \frac{1\,545nT}{114p} = \frac{(1\,545)(64)(700)}{(114)(14)(144)} = 301 \text{ pie}^3/\text{mol (comb.)}$$

Así mismo, se puede calcular el volumen empleando cualquier componente de los productos a su presión parcial. Como esta idea a menudo es útil, se comprobará el cálculo anterior. Calcule la presión parcial de los 47 moles de nitrógeno como

**(b)** $$p_N = p_x = X_x p_m = (47/64)14 = 10.3 \text{ psia}$$

Emplee las 11.54 lb $N_2$/lb (comb.) obtenidos en la sección §13.6 y resulta así

**(c)** $$V = \frac{mRT}{p} = \frac{(11.54)(1\,545/28)(700)}{(10.3)(144)} = 301 \text{ pie}^3/\text{lb (comb.)}$$

el volumen de la *mezcla*. Esta clase de cálculo es preferible hacerlo con el componente de la mezcla que está más próximo a un gas ideal, y cuyo porcentaje volumétrico es conocido más precisamente (si hay una diferencia).

## 13.8 COMBUSTION CON EXCESO O DEFICIENCIA DE AIRE

Se considera que el exceso de aire pasa por la reacción químicamente sin cambio alguno. Suponga que se desea tener un 100% de exceso de aire ("el 200% de aire"). En primer lugar se debe equilibrar la ecuación de combustión en el caso de aire estequiométrico, de modo que se conozca la cantidad ideal; luego se puede determinar la cantidad de aire correspondiente a un porcentaje dado de exceso (o deficiencia). Para el 100% de exceso de aire en la ecuación **(b)**, sección §13.6, habrían 25 moles de $O_2$ y 94 moles de $N_2$. La ecuación balanceada queda como

**(a)** $$C_8H_{18}(g) + 25O_2 + 94N_2 \rightarrow 9H_2O(l) + 8CO_2 + 12.5O_2 + 94N_2$$

Con *deficiencia de aire* se deben admitir supuestos acerca de la composición de los productos en esta etapa. Supondremos que todo el $H_2$ va al $H_2O$ (debido a que existe una fuerte afinidad entre el $H_2$ y el $O_2$), y el estado incompleto de la combustión origina la aparición de algo de CO, así como $CO_2$. Para esta hipótesis no hay demasiadas incógnitas. Como un ejemplo, supóngase que 80% del aire estequiométrico es suministrado por el octano en la ecuación **(b)** §13.6; entonces el $O_2$ en los reactivos es (0.80)(12.5) = 10 moles, y el $N_2$ correspondiente es (3.76)(10) = 37.6 moles. La ecuación química será

**(b)** $$C_8H_{18}(g) + 10O_2 + 37.6N_2 = aCO + bCO_2 + 9H_2O + 37.6N_2$$

A partir de los balances de átomos de carbono y oxígeno

$$\text{C:} \quad 8 = a + b \quad \text{o bien} \quad a = 8 - b$$

$$O_2\text{:} \quad 20 = a + 2b + 9$$

Una resolución simultánea da $b = 3$ moles y $a = 5$ moles. Se puede escribir ahora la ecuación balanceada y realizar otros cálculos, como se ilustra en las secciones §§13.6 y 13.7.

## 13.9 Ejemplo—Punto de rocío de $H_2O$ en los productos

(a) ***Aire seco estequiométrico.*** Sea la reacción para el octano como se ve en la ecuación **(b)**, §13.6. En el caso de una presión total $p_m = 14$ psia (0.98 kgf/cm$_2$ abs.), determinar la temperatura de condensación (o de rocío) del $H_2O$.

**Solución.** Para 9 moles de $H_2O$ gaseoso y 64 moles de productos, la presión parcial del $H_2O$ por la ley de Dalton es

**(a)** $$p_v = X_v p_m = \left(\frac{9}{64}\right)14 = 1.97 \text{ psia}$$

O sea, 0.1387 kgf/cm$^3$ abs.

La temperatura de saturación correspondiente es 125.5°F (51.9°C), sección B 13, casi igual al punto de rocío (§12.6).

(b) ***Aire húmedo, exceso del 20%.*** Consideremos que hay el 20% de exceso de aire en la combustión de $C_8H_{18}$. La relación de humedad del aire proporcionado es $\omega = 0.015$ lb vap./lb a.s. = 0.015 kg vap/kg a.s.; la presión total es de 14 psia (0.98 kgf/cm$^2$ abs.). Determine la temperatura de rocío del $H_2O$.

**Solución.** Las cantidades de $O_2$ y de $N_2$ se obtienen multiplicando sus coeficientes por 1.20 (para el 20% de exceso); los moles de $N_2$ son (1.2)(47) = 56.4. Los moles de $H_2O$ (= 9) y de $CO_2$ (= 8) no cambian. Pero puesto que ahora hay (1.20)(12.5) = 15 moles de $O_2$, y sólo 12.5 son necesarios para la reacción, los productos contendrán 15 − 12.5 = 2.5 moles de $O_2$. Esto proporciona el número total de moles de productos como

**(b)** $$n_p = \sum_i n_i = 9 + 8 + 2.5 + 56.4 = 75.9 \text{ moles}$$

La cantidad de aire seco considerada en la ecuación de la reacción es 15 + 56.4 = 71.4 moles, o sea, (71.4)(29) kg a.s./kg mol (comb.), donde $M_{\text{a.s.}} = 29$. Para $\omega = 0.015$ kg vap./kg a.s., el vapor que entra a la reacción por mol de combustible es $m_v = (0.015)(71.4)(29)$ kg, y los moles de vapor que entran son

**(c)** $$n_{v(\text{entr.})} = \frac{m_v n_{\text{a.s.}} M_{\text{a.s.}}}{M_v} = \frac{(0.015)(71.4)(29)}{18} = 1.725 \text{ kgmol}$$

Vapor total en los productos $n_v = 9 + 1.725 = 10.725$ kg mol y

**(d)** $$p_v = \frac{n_v}{n_p} p_m = \frac{10.725}{77.63}(14) = 1.934 \text{ psia}$$

o sea, 0.1362 kgf/cm$_2$ abs., de lo cual la temperatura de saturación (punto de rocío) es de 124.8°F (51.6°C). Es coincidencia que las respuestas a las partes (a) y (b) de este ejemplo sean virtualmente las mismas. En ambos casos hay un pequeño error debido a que el $H_2O$ no está actuando en forma ideal a su presión parcial.

## 13.10 Ejemplo—Hallar el aire requerido y los productos de la combustión dado el análisis gravimétrico de un combustible

*Siempre que se da un análisis gravimétrico*, es práctica común en el caso del carbón y otros combustibles sólidos, *convertir a moles de cada elemento*; o sea, si $f_m$ es un número de *porcentaje*,

**(a)** $$\frac{[f_m \text{kg}/100 \text{ kg (comb.)}]}{M_i \text{ kg/mol}} = \frac{f_{mi}}{M_i} \text{ moles}/100 \text{ kg (comb.)} \qquad [\Sigma f_{mi} = 100]$$

El análisis químico de un carbón de Illinois[13.3], *en base seca*, es

$f_m$ 67.34% C 4.67% $H_2$ 8.47% $O_2$ 1.25% $N_2$ 4.77% S 13.5% ceniza

$f_m/M$ 5.61 C 2.33 $H_2$ 0.265 $O_2$ 0.045 $N_2$ 0.149 S ————

La segunda línea se obtiene dividiendo cada $f_m$ entre la $M$ correspondiente del elemento, y los números se pueden considerar ahora como *moles por 100 kg de combustible seco*. Puesto que los coeficientes en la ecuación química son moles, se expresa que

$$[5.61C + 2.33H_2 + 0.265O_2 + 0.045N_2 + 0.149S] + aO_2 + 3.76aN_2 \rightarrow$$

**(b)**

$$bCO_2 + cH_2O + dSO_2 + (3.76a + 0.045)N_2$$

donde los corchetes se utilizan sólo para mantener claramente identificados los elementos del combustible. Los balances de material son

| | | |
|---|---|---|
| C: | $5.61 = b$ | $b = 5.61$ |
| $H_2$: | $2.33 \times 2 = 2c$ | $c = 2.33$ |
| S: | $0.149 = d$ | $d = 0.149$ |
| $O_2$: | $(0.265 \times 2) + 2a = 2b + c + 2d$ | $a = 6.66$ |

La ecuación química para aire estequiométrico es

$$[5.61C + 2.33H_2 + 0.265O_2 + 0.045N_2 + 0.149S] + 6.66O_2 + 25.04N_2 \rightarrow$$

**(c)**

$$5.61CO_2 + 2.33H_2O + 0.149SO_2 + 25.09N_2$$

Los moles de aire son 6.66 + 25.04 = 31.7 moles/100 kg de combustible seco. A 29 kg/mol se obtiene

**(d)** $3.17 \times 29 = 919.3$ kg (aire)/100 kg (comb. seco), o sea, 9.19 kg (aire)/kg (comb. seco)

Con la ecuación química se halla fácilmente casi cualquier relación deseada. Las relaciones usuales que se determinan son: masa de productos secos (sin $H_2O$) por unidad de masa de carbono en el combustible; masa de productos secos por unidad de masa de carbón seco; porcentaje volumétrico de $CO_2$ en los productos; presión parcial del $H_2O$ en los productos calientes, y los análisis volumétricos y gravimétrico de los productos. En los hogares o cámaras de combustión, los productos se llaman ***gases de escape***.

Si existe considerable humedad en el carbón, como sucede en muchas variedades de baja clase, es necesario utilizar parte del poder calorífico de los elementos de combustible para evaporar el $H_2O$, y el calor latente de evaporación sale en el escape como pérdida. Naturalmente, interesa la relación aire-combustible para el carbón en el estado denominado *"como se quema"* o *"en bruto"*. Por ejemplo, sea el contenido de humedad del carbón del 12%. Luego hay 100 − 12 = 88% de carbón seco, o sea, 0.88 kg de combustible seco por kg de combustible húmedo (o sea, en el estado "como se quema", o "en bruto", abreviado en lo que sigue "en br."). Por consiguiente.

**(e)** $$r_{a/f} = \left(9.19 \frac{\text{kg (aire)}}{\text{kg (comb. seco)}}\right)\left(0.88 \frac{\text{kg (comb. seco)}}{\text{kg (comb. en br.)}}\right) = 8.1 \text{ kg (aire)/kg (comb. en br.)}$$

El azufre contenido a menudo se desprecia en cálculos como éstos. Además, el nitrógeno en el combustible generalmente es una pequeña cantidad y como tal sería con facilidad omitido en operaciones con regla de cálculo. Por otra parte, la práctica es incluir el oxígeno, considerando que se acerca al que se requiere para la combustión, como en este ejemplo.

## 13.11 ANALISIS DE LOS PRODUCTOS DE COMBUSTION

Estos productos se analizan con el fin de saber cómo se realiza el proceso de combustión, por ejemplo, la cantidad de aire suministrada. El aparato de Orsat, figura 13/1, determina los porcentajes de $CO_2$, CO y $O_2$ en los productos secos (aunque la muestra de prueba está saturada con $H_2O$). Puesto que los desechos de un motor de combustión interna contienen hidrógeno $H_2$ e hidrocarburos —principalmente metano, $CH_4$— estos componentes pueden ser: (1) omitidos, (2) determinados por una prueba más completa, o bien, (3) estimados. La experiencia indica que la cantidad de $CH_4$ es de aproximadamente el 0.22% del volumen del gas seco de salida, y que la cantidad de $H_2$ libre en volumen es de cerca de la mitad del porcentaje volumétrico de CO.[0.24]

A partir de los análisis de productos podemos formular la ecuación química teórica correspondiente, o bien, obtener parte de ella, dependiendo de lo que se conoce al respecto del combustible. Existen fuentes de error inevitables, tales como combustible no quemado en la ceniza y el humo (hollín). El análisis del combustible y de los productos puede ser completo, en cuyo caso es posible realizar balances de material. Sin embargo, podemos obtener una conveniente aproximación del aire proporcionado (si el contenido de $O_2$, $H_2$ y $N_2$ libres es pequeño), de un balance del carbón conociendo sólo la cantidad de carbón quemado por unidad de masa de combustible. Los detalles se entienden mejor exponiéndolos por medio de ejemplos.

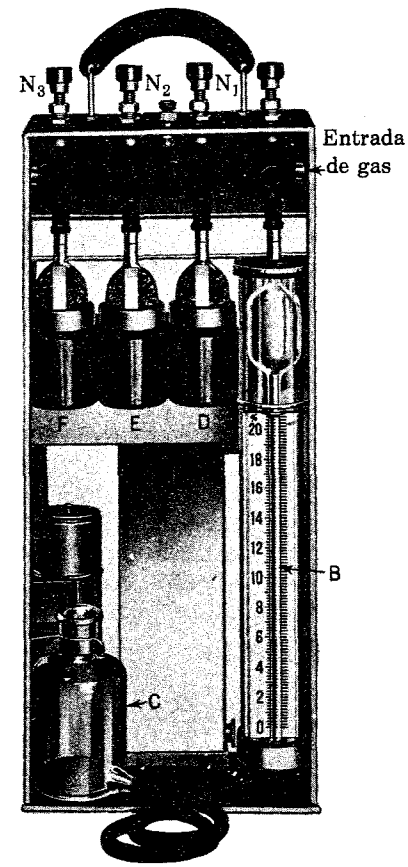



**Fig. 13/1.** *Analizador de gases de combustión.* El frasco *C* que tiene agua está conectado a la bureta *B* por un tubo de goma (o caucho). Subiendo o bajando el frasco se ocasiona que el agua fluya hacia adentro o hacia afuera de la bureta. En el manejo, el aire alojado en la bureta y en los conductos inmediatos es desplazado por el agua de *C*. Se toma luego una muestra de los productos de combustión admitiéndola a la bureta *B*. Durante estas operaciones preliminares permanecen cerradas las válvulas de aguja $N_1$, $N_2$ y $N_3$ que comunican los recipientes de solución *D*, *E* y *F*. Estando abierta la válvula $N_1$, la muestra de gases de la bureta es introducida al recipiente *D*, alzando el frasco *C*. Una solución de hidróxido de potasio en *D* absorbe el *dióxido de carbono* de la muestra, sin afectar a los otros componentes. El gas restante se regresa a la bureta bajando *C* y se mide la reducción de volumen. Sucesivamente, el gas se hace pasar por *E*, donde una solución de ácido pirogálico en una de hidróxido de potasio absorbe el *oxígeno*, y por *F*, donde una solución de cloruro cuproso en amoniaco absorbe el *monóxido de carbono*. Se supone que el gas restante es todo nitrógeno, o bien, se realiza una estimación de los otros componentes. (*Cortesía de Ellison-Draft Gage Co., Chicago*).

## 13.12 Ejemplo—Relación real entre aire y combustible

Se realizó un análisis de gases de escape para los productos secos del carbón en el ejemplo de §13.10, y se halló que es el 15% $CO_2$, el 3.5% $O_2$ y el 0.2% CO, suponiendo que el resto es nitrógeno, un 81.3% $N_2$, todo considerando volumen de gas seco. ¿Qué cantidad de exceso o deficiencia de aire se suministra?

**Solución aproximada, suponiendo que sólo se conoce la cantidad de carbono.** En el caso del carbón de §13.10, sabemos que el carbono está como 0.6734 kg C/kg (comb. seco), o sea, 5.61 moles por 100 kg de combustible seco. Una ecuación química parcial es

**(a)** $$a[5.61C + \cdots] + \cdots \rightarrow 15CO_2 + 0.2CO + 3.5O_2 + 81.3N_2 + \cdots$$

El análisis de productos secos se escribe como se expresó antes, siendo la base de la ecuación 100 moles de productos. El coeficiente $a$ se obtiene de un balance de carbono

$$C: \quad 5.61a = 15 + 0.2 \quad \text{o bien} \quad a = 2.71 \quad 5.61a = 15.2$$

**(b)** $$15.2C + \cdots \rightarrow 15CO_2 + 0.2CO + 3.5O_2 + 81.3N_2 + \cdots$$

Según este enfoque suponemos que el nitrógeno mide la cantidad de aire, lo que es una buena hipótesis si no hay $N_2$ en el combustible, puesto que pasa por la reacción ideal sin ser afectado. Los moles de $O_2$ que acompañaron a los 81.3 moles de $N_2$ del aire son: 81.3/3.76 = 21.6 moles de $O_2$; de lo cual, los moles de aire son: 81.3 + 21.6 = 102.9. La masa de aire por unidad de masa de carbono, que se basa en *todo el carbono que se quema* es

**(c)** $$\frac{(102.9)(29)\text{lb(aire)}}{(15.2)(12)\text{lbC}} = 16.36 \text{ lb (aire)/ lb C quemado}$$

Utilizando el contenido conocido de carbono (0.6734) y el de humedad [0.12, o bien, 0.88 kg (comb. seco)/kg (comb. en br.)], se obtiene

**(d)**

$$r_{a/f} = \left(16.36\frac{\text{kg (aire)}}{\text{kg C}}\right)\left(0.6734\frac{\text{kg C}}{\text{kg (comb. seco)}}\right)\left(0.88\frac{\text{kg (comb. seco)}}{\text{kg (comb. en br.)}}\right) = 9.7\frac{\text{kg (aire)}}{\text{kg (comb. en br.)}}$$

en comparación con 8.1 kg de aire para combustión estequiométrica. El exceso es (9.7 – 8.1)/8.1 = 19.8%.

**Solución por el análisis químico.** Cuando se conoce más del análisis de combustible, se puede realizar un cálculo algo más exacto del aire. Excepto en casos extremos, el azufre no se considera (el $SO_2$ esté en el porcentaje de $CO_2$ según el análisis Orsat debido a que el hidróxido de potasio lo absorbe también). Empleando valores molares de la sección §13.10, tenemos

**(e)** $$a[5.61C + 2.33H_2 + 0.265O_2 + 0.045N_2] + bO_2 + 3.76bN_2 \rightarrow$$

$$15CO_2 + 0.2CO + 3.5O_2 + (0.045a + 3.76b)N_2 + dH_2O$$

Si hay hidrógeno en el combustible, tiene que haber alguna cantidad de $H_2O$ en los productos. El coeficiente $a$ se determina a partir del balance del carbono, y se halló anteriormente; por lo tanto, $a = 2.71$. De otros balances de materiales se obtiene

$$H_2: \quad (2.71)(2.33)(2) = 2d \qquad d = 6.31$$

$$O_2: \quad (2.71)(0.265)(2) + 2b = 30 + 0.2 + 7 + 6.31 \qquad b = 21.03$$

$$N_2: \quad (0.045a + 3.76b) \qquad = 79.19$$

La ecuación balanceada es ($3.76b = 79.07$)

(f) $$[15.2C + 6.31H_2 + 0.72O_2 + 0.122N_2] + 21.03O_2 + 79.07N_2 \rightarrow$$
$$15CO_2 + 0.2CO + 3.5O_2 + 79.19N_2 + 6.31H_2O$$

El aire suministrado es el $O_2$ y $N_2$ en el primer miembro de la ecuación, fuera de los corchetes que delimitan al combustible; se tiene así que $21.03 + 79.07 = 100.1$ moles de aire. Como antes,

(g) $$r_{af} = \frac{(100.1)(29)(0.6734)(0.88)}{(15.2)(12)} = 9.43 \text{ lb (aire)/lb (comb. en br.)}$$

Compare esto con la respuesta anterior. Además de los procedimientos diferentes, es de esperar un error experimental al tomar lecturas. La ventaja del segundo método es que cualquier razón deseada se obtiene rápidamente con la ecuación balanceada. Quizá se haya observado, aunque no resulta esencial en este ejemplo hacerlo así, que la cantidad de combustible encerrada por los corchetes es de $100a = 271$ kg/100 moles de productos secos.

## 13.13 Ejemplo—Aire para un hidrocarburo de composición desconocida

Puesto que los combustibles comerciales provenientes del petróleo son mezclas de numerosos hidrocarburos, con frecuencia es ventajoso obtener una estimación de la relación aire-combustible, sin tener que realizar un análisis de combustible (que no hay duda que varíe con las diversas entregas). En el siguiente enfoque, el combustible se supone que está compuesto sólo de carbono e hidrógeno en la fórmula $C_xH_y$ y, por consiguiente, debe contener únicamente pequeñas cantidades de $O_2$, $N_2$ y S para evitar un error de significación.

El escape *seco* de un motor de automóvil a la presión de 1 atm tiene un análisis volumétrico como sigue: 12.5% $CO_2$, 3.1% $O_2$, 0.3% CO, que es la información obtenida del análisis Orsat. (Es necesario que haya también aproximadamente el 0.22% $CH_4$ y el 0.15% $H_2$. Vea la sección §13.11. Estas cantidades pueden incluirse si se desea, pero serán omitidas para abreviar la explicación.) Supóngase que el resto del escape es $N_2 = 84.1\%$. (a) Establecer la ecuación de combustión teórica hallando valores de $x$ y $y$ en $C_xH_y$. (b) Determinar la relación aire-combustible.

**Solución.** (a) El análisis de productos no indica $H_2O$, pero *no hay que olvidar incluirlo*, porque es seguro que haya, en tanto que el combustible contenga hidrógeno. Como se supone que no existe $O_2$ en el combustible, el $O_2$ en el primer miembro de la ecuación química es el que acompaña al $N_2$ existente en el aire; así, $84.1/3.76 = 22.4$ moles de $O_2$.

$$C_xH_y + 22.4O_2 + 84.1N_2 \rightarrow 12.5CO_2 + 3.1O_2 + 0.3CO + 84.1N_2 + aH_2O$$

Balances de material:

| | | |
|---|---|---|
| C: | $x = 12.5 + 0.3$ | $x = 12.8$ |
| $O_2$: | $(2)(22.4) = (2)(12.5) + (2)(3.1) + 0.3 + a$ | $a = 13.3$ |
| $H_2$: | $y = 2a = (2)(13.3)$ | $y = 26.6$ |

En consecuencia, *considerando* que todo el carbono y el hidrógeno se queman, el combustible es una mezcla de hidrocarburos para la cual la molécula media es $C_{12.8}H_{26.6}$, o para la que la relación $y/x = 26.6/12.8$. La ecuación química no dice nada más. La ecuación balanceada es entonces

$$C_{12.8}H_{26.6} + 22.4O_2 + 84.1N_2 \rightarrow 12.5CO_2 + 3.1O_2 + 0.3CO + 84.1N_2 + 13.3H_2O$$

(b) La "masa molecular" de $C_{12.8}H_{26.6}$ es (12)(12.8) + 26.6 = 180.2 kg/mol. Puesto que los moles de aire por mol de combustible son 22.4 + 84.1 = 106.5, se obtiene que

$$r_{a/f} = \frac{(106.5)(29)}{180.2} = 17.1 \text{ kg (aire)/kg (comb.)}$$

Si se desea otra información, como los kilogramos de $H_2O$ en el escape por kilogramo de combustible, la temperatura de rocío del $H_2O$ en los productos, y el análisis gravimétrico estimado del combustible, se siguen los procedimientos explicados con anterioridad. (Si el lector desea realizar tales estudios como ejercicio, las respuestas son, respectivamente, 1.33, 121°F. 0.854C, 0.146H.)

## 13.14 CALORES DE REACCION

Tratándose de los combustibles, el calor de la reacción química de combustión es conocido como ***poder calorífico***, ***calor de combustión***, ***entalpia de reacción*** $h_{rp}$, o ***energía interna de reacción*** $u_{rp}$. El término *poder calorífico* es un nombre general sin significado específico, a menos que se exprese la forma en que se mide (o bien, esté implícita) en el contexto. Si el poder calorífico se mide por un calorímetro de bomba (idealmente es una cámara rígida de volumen constante), de uso normal en el caso de combustibles sólidos y líquidos, el poder calorífico obtenido es el de valor, a volumen constante $q_v$, igual a la energía interna de la reacción, $-u_{rp}$. El poder calorífico de combustibles gaseosos por lo general se halla con un calorímetro de flujo constante, sobre todo a presión invariable, dispositivo que da el poder calorífico a presión constante $q_p$, el que numéricamente es igual a la entalpia de reacción $|h_{rp}|$. En cada caso para combustibles que contengan hidrógeno, existe un *poder calorífico superior* (p.c.s.) $q_{vh}$, $q_{ph}$ (la $h$ es del inglés *higher*), cuando el $H_2O$ en los productos se ha condensado a la forma [$H_2O$ (l)], y un *poder calorífico inferior* (p.c.i.) $q_{vl}$, $q_{pl}$ (la $l$ es del inglés *lower*), cuando el $H_2O$ no se ha condensado a [$H_2O$(g)]. El p.c.i. $q_l$ es igual al valor del p.c.s. menos el calor latente del vapor de agua condensado. En trabajos de prueba el poder calorífico se convierte a un estado estándar, simbolizado por $q_p^\circ$, $q_v^\circ$, y así sucesivamente, y con los datos suficientes es posible calcular cualquier valor de poder calorífico a partir de otro, como se explicará más adelante. La entalpia y la energía interna de la reacción, desde el punto de vista de la química, son negativas cuando la reacción es exotérmica. Por otra parte, los ingenieros generalmente consideran el *poder calorífico* como positivo; en consecuencia $q_p^\circ$, $-h_{rp}^\circ$ y $q_v^\circ = -u_{rp}^\circ$.

## 13.15 ENTALPIA DE COMBUSTION

La consideración de la ecuación (4-14) en la forma $dQ = dH - V\,dp$ evidencia que el calor de un proceso $p = C$ es $\Delta H$ si el proceso se efectúa en un sistema abierto con flujo constante, o en un sistema cerrado. En el caso de un calorímetro de flujo constante imaginemos primero que el proceso se desarrolla a una temperatura estándar (77°F, 25°C en las tablas) y a una presión estándar (de 1 atm); establézcase el diagrama de energía de la figura 13/2. La energía de los reactivos, por ejemplo, combustible y aire (saturado con el $H_2O$), consis-

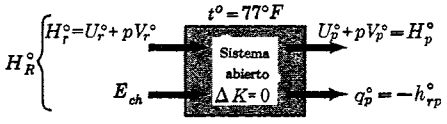



**Fig. 13/2.** *Volumen de control para un calorímetro de sistema abierto.* El balance de energía considera que en las secciones de entrada o de salida existe equilibrio térmico interno local, con cambio despreciable de energía cinética: $p = C$, $T_2 = T_1$.

te en la energía interna sensible de todos los reactivos $U_r^\circ$ y la energía química del combustible $E_{\text{quím.}}$, lo que da un contenido de energía total de $E_t = U_r^\circ + E_{\text{quím.}}$. Asimismo, cruzando la frontera del sistema se tiene la energía de flujo $pV_r^\circ$. En la salida del sistema están la energía interna de los productos $U_p^\circ$ y la energía de flujo $pV_p^\circ$, más el calor $Q$. Este calor particular es la entalpia de la reacción $h_{rp}^\circ$. Cuando el combustible se oxida con oxígeno molecular, los ingenieros lo llaman ***poder calorífico***; así, $q = -h_{rp}^\circ$.

La *entalpia total* $H_R^\circ$ de los reactivos en el estado estándar es la energía total almacenada en los reactivos $U_r^\circ + E_{\text{quím.}}$ más la energía de flujo $qV_r^\circ$ (no nuclear); figura 13/2. Un balance de energía en el caso de la figura 13/2 da

(13-1A) $$H_R^\circ = H_r^\circ + E_{\text{quím.}} = H_p^\circ + (-h_{rp}^\circ)$$

[ENTRANTE] [SALIENTE]

(13-1B) $$E_{\text{quím}} = H_p^\circ - H_r^\circ + (-h_{rp}^\circ)$$

(13-1C) $$h_{rp}^\circ = H_p^\circ - H_R^\circ$$

Esta última ecuación es una definición de la ***entalpia de reacción***, lo cual quiere decir que la entalpia total de los reactivos en $T^\circ$, $p^\circ$ es mayor que la entalpia de los productos en $T^\circ$, $p^\circ$ en la cantidad $-h_{rp}^\circ$.

Como se definió la prueba de la figura 13/2 (aire saturado que entra con el $H_2O$), el poder calorífico correspondiente es el superior $q_h^\circ$ a presión constante, porque, como el aire está ya saturado, casi todo el $H_2O$ formado por la combustión necesariamente se condensa cuando se alcanza la temperatura original; parte del calor cedido $q_p^\circ$ es el calor latente de evaporación de este $H_2O$. Se puede calcular el p.c.i. a partir de

(13-2) $$q_l^\circ = q_h^\circ - m_w h_{fg}^\circ = q_h^\circ - 1\,050.1\ m_w \text{ Btu/lb (comb.)}$$

donde $m_w$ está en libras de $H_2O$ formadas por libra de combustible, $h_{fg} = 1\,050.1$ para $H_2O$ a 77°F (25°C), y $1\,050.1\ m_w$ es el calor latente del agua formada.

## 13.16 ALGUNAS OBSERVACIONES ACERCA DE PODERES CALORIFICOS

La energía proveniente de combustión en apoyo de un proceso de trabajo (y de calentamiento) es la base para determinar la eficiencia de ese proceso termodinámico. La medida se toma como el producto de la cantidad de combustible consumida, durante el proceso, y su poder calorífico. La elección de cuál valor de poder calorífico (el superior o el inferior) se ha de utilizar, plantea un problema. La solución es simple.

Si el sistema termodinámico puede emplear la energía contenida en el vapor de agua que proviene de quemar el hidrógeno en el combustible, se usa entonces el p.c.s. Un caso a considerar es la planta de energía eléctrica que utiliza combustible fósil. Es muy fácil reducir la temperatura de los productos de salida a una inferior al punto de rocío (que no se puede realizar por razones de mantenimiento).

Por otra parte, se espera que los productos de escape de un motor de automóvil nunca se aproximarán a la temperatura de rocío o emplearán la energía contenida en el vapor de agua; por consiguiente, se hará uso del p.c.i. en este caso.

## 13.17 CAMBIO DE ENTALPIA DURANTE LA REACCION

Puesto que no existen datos comunes para medir la energía de sustancias diferentes, se debe conocer algún valor intermedio (o sea, una entalpia de reacción conocida) para obtener el cambio de entalpia entre los reactivos en cualquier estado 1, y los productos en cualquier estado 2. Este valor conocido de entalpia de reacción puede ser mediante cualesquiera $p$ y $T$, pero la disponible es generalmente para el estado estándar $p°$, $T°$. En la figura 13/3 vemos que el cambio de entalpia desde el estado 1 hasta el estado 2 es la suma algebraica de los cambios 1 a $d$, $d$ a $c$ y $c$ a 2; por lo tanto, $\Delta H = H_{rp}$ es

**(a)** $$H_{p2} - H_{r1} = (H_{p2} - H^{\circ}_{pc}) + (H^{\circ}_{pc} - H^{\circ}_{rd}) + (H^{\circ}_{rd} - H_{r1})$$

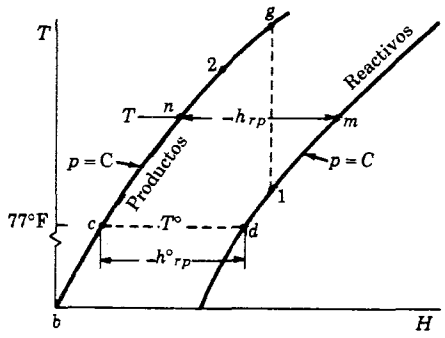



**Fig. 13/3.** *Cambio de entalpia; reactivos a productos.* Puesto que las curvas *bc*-2 y *ad*-1 no son paralelas, $-h_{rp}$ a lo largo de *mn* a la temperatura $T$ en general no será igual a $T°$. El proceso 1-*g*, donde $Q = 0$ y $W = 0$, es un proceso de combustión adiabática, ecuación (13-5); $S = C$.

donde

$H^{\circ}_{pc} - H^{\circ}_{rd} = h^{\circ}_{rp}$ kcal/kg (o bien, $\bar{h}^{\circ}_{rp}$ kcal/kgmol)
$H_{p2} - H^{\circ}_{pc}$ es $\Delta H_p$ para los productos desde el paso intermedio *dc* hasta el estado real 2.
$H^{\circ}_{rd} - H_{r1}$ es $\Delta H_r$ para todos los reactivos desde el estado real 1 hasta el paso intermedio *dc*.

Todas las ecuaciones anteriores pueden ser en función de los moles $n$ o de la masa $m$. Siendo los coeficientes de la ecuación química los que dan los moles de cada componente, la base molar por lo general es la más conveniente. Si se conocen los calores específicos a presión constante $C_m$ de las mezclas, entonces

**(b)** $$H_{p2} - H^{\circ}_{pc} = n_p \int_{T^{\circ}}^{T_2} C_{pm}\, dT$$

**(c)** $$H^{\circ}_{rd} - H_{r1} = n_r \int_{T_1}^{T^{\circ}} C_{rm}\, dT$$

Sin embargo, comúnmente se calculan los cambios sensibles de entalpia de los componentes y se suman, por consiguiente,

(13-3A) $$H_{p2} - H^{\circ}_{p} = \sum_{p} n_j \int_{T^{\circ}}^{T_2} C_{pj}\, dT = \sum_{p} [n_j(h_{j2} - h^{\circ}_j)]_p$$

(13-3B) $$H^{\circ}_{r} - H_{r1} = \sum_{r} n_i \int_{T_1}^{T^{\circ}} C_{ri}\, dT = \sum_{r} [n_i(h^{\circ}_i - h_{i1})]_r$$

donde los subíndices $p$ y $r$ significan productos y reactivos; $n_j$, $n_i$ son los números de moles de los componentes $j$, $i$; y $C_{pj}$, $C_{ri}$ son los calores específicos molares a presión constante de los componentes $j$, $i$, en productos y reactivos, respectivamente. Tratándose de las reacciones de combustible usuales se puede disponer de valores tabulares de entalpias sensibles, como los dados en las *Tablas de Gas,* secciones B 2 a B 10. En la descripción anterior se supone que el combustible está completamente oxidado hasta una forma estable. Si esto no se cumple, el empleo de la entalpia de formación, sección §13.29, es un procedimiento más adecuado para obtener el $\Delta H$ de la reacción.

## 13.18 PROCESO DE COMBUSTION, ESTADOS ALEATORIOS

A fin de lograr una ecuación para una reacción entre cualesquiera dos estados 1 y 2, en el caso de oxidación completa, se formula primero un balance de energía. En la figura 13/4 considere que los reactivos que pasan desde un estado de equilibrio local 1 en la frontera de entrada del volumen de control, hasta un estado definible 2 en la salida. Obteniendo entonces

**(a)** $$-Q = H_{r1} - H_{p2} + E_{\text{quím.}}$$

Utilice el valor de $E_{\text{quím.}}$ de la ecuación (13-1B) en **(a)** y se tiene

(13-4A) $$H_{p2} - H_p^\circ = H_{r1} - H_r^\circ + q_p^\circ + Q$$

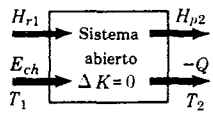



**Fig. 13/4.** *Sistema abierto,* flujo constante $\Delta K \approx 0$.

donde $q_p^\circ = -h_{rp}^\circ$ puede ser el valor más alto o más bajo, dependiendo del estado final 2. Algunas veces será conveniente considerar $H_{p2} - H_p^\circ = H_{p2}^\circ$, que es la entalpia de los productos en estado 2 medida a partir del estado estándar. En forma semejante, sea $H_{R1}^\circ = H_{r1} - H_r^\circ + q_p^\circ$, donde $H_{R1}^\circ$ es la entalpia total en estado 1 medida a partir del estado estándar. Con estos símbolos, la ecuación (13-4A) queda

(13-4B) $$H_{p2}^\circ = H_{R1}^\circ + Q$$

Se obtiene $H_{p2} - H_p^\circ$ y $H_{r1} - H_r^\circ$ según la ecuación (13-3).

En el caso de ***combustión adiabática*** $Q = 0$ y la ecuación (13-4) da por resultado

(13-5) $$H_{p2} - H_p^\circ = H_{r1} - H_r^\circ + q_l^\circ$$

[COMBUSTION ADIABATICA]

donde las unidades de cada término corresponden a las de $q_l^\circ = -h_{rp}^\circ$ Btu/lb (comb.), o bien, Btu/lbmol (comb.). La ecuación (13-5) se puede emplear para determinar la entalpia de los productos $H_{p2}$ y la temperatura en estado 2. Esta temperatura $T_2$ se llama ***temperatura de combustión adiabática*** (con disociación despreciable, en este caso —vea las secciones 13.34 y 13.35).

En la mayor parte de los problemas *relacionados con la combustión* es posible despreciar la variación de entalpia con la presión. Recuerde al observar la fase de cada sustancia en la reacción, especialmente si el combustible es líquido, gaseoso o sólido (el poder calorífico $q$ resulta diferente para cada fase) y de si el $H_2O$ es líquido o gaseoso.

Para evaluar el cambio de entropía durante una reacción, calcule primero la entropía absoluta de cada uno de los componentes de los reactivos a su temperatura y presión parcial; la suma de estos valores es la entropía de los reactivos. La entropía absoluta de los productos se determina en forma semejante. En símbolos,

$$\Delta S = S_{rp} = \sum_p n_j \bar{s}_j^a - \sum_r n_i \bar{s}_i^a \tag{13-6}$$

donde existen $j$ componentes de productos e $i$ componentes de reactivos; $\bar{s}_i^a$ y $\bar{s}_j^a$ están de acuerdo con $\bar{s}^a$ de la ecuación (6-15).

$$\bar{s}^a = \bar{s}^\circ + \int_{T^\circ}^{T} \frac{C_p dT}{T} - \bar{R} \ln \frac{p}{p^\circ} = \bar{s}^\circ + \bar{\phi} - \bar{\phi}^\circ - \bar{R} \ln p \tag{6-15}$$

En el caso de $p$ atm. Puesto que $\bar{\phi}^\circ$ en las Tablas de Gas del Apéndice B es aproximadamente igual a $\bar{s}^\circ$, sección B 11, $\bar{s} = \bar{\phi} - \bar{R} \ln p$ para este caso.

## 13.19 ENTALPIA SENSIBLE DEL OCTANO LIQUIDO

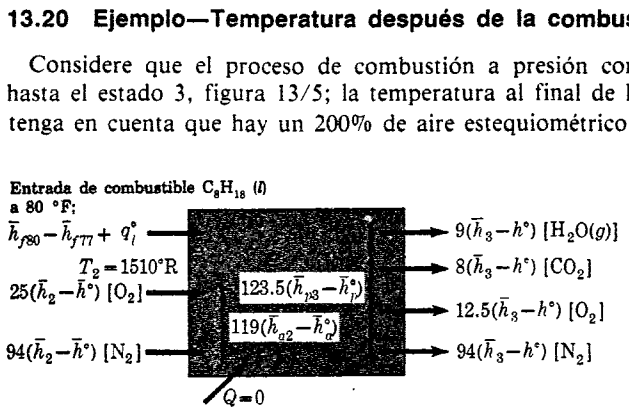
Con respecto a un valor cero de referencia en el caso del *vapor* de octano a 0 K (0°R), la entalpia del octano *líquido* a una temperatura de $T$ kelvins (o rankines) se puede tomar como[0.6]

$$h_f = 0.5T - 287 \text{ Btu/lb(comb.)} \tag{13-7}$$

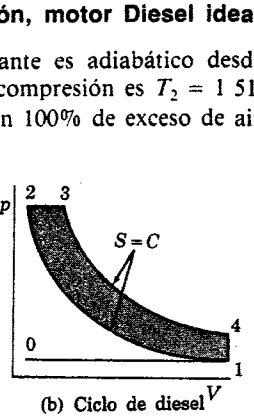
Ya que la cantidad de energía es relativamente pequeña y puesto que la entalpia sensible de otros hidrocarburos no es demasiado diferente, la ecuación (13-7) se puede utilizar con un pequeño error para cualquier combustible hidrocarbónico.

### 13.20 Ejemplo—Temperatura después de la combustión, motor Diesel ideal

Considere que el proceso de combustión a presión constante es adiabático desde el estado 2 hasta el estado 3, figura 13/5; la temperatura al final de la compresión es $T_2$ = 1 510°R (839 K) y tenga en cuenta que hay un 200% de aire estequiométrico (un 100% de exceso de aire), y relación




(a) Balance de entalpias, estados 2-3




(b) Ciclo de diesel

Fig. 13/5. Las entalpias se miden a partir de $t^\circ$ = 77°F = 25°C; el combustible y el aire tienen diferentes temperaturas de entrada.

de compresión $r_k = 13.5$. (a) Calculemos la temperatura $T_3$ al final de la combustión si se inyecta combustible octano líquido $C_8H_{18}$ a 80°F (27°C). (El octano no es un combustible para motor Diesel pero ya tenemos la ecuación de combustión para el mismo y los resultados no serían muy diferentes de los correspondientes al combustible real.)

**Solución en la que se utiliza la Tabla de Productos, sección B9.** [Las tablas de "productos" son estrictamente para un hidrocarburo de la forma $(CH_2)_n$. El error cometido al emplear tales tablas tratándose de los hidrocarburos usuales es de esperar que sea pequeño.] Si hay un 200% de aire, el número de moles de aire se duplica y la ecuación química de la ecuación **(b)**, §13.6, es

**(a)** $$C_8H_{18}(l) + 25O_2 + 94N_2 \rightarrow 9H_2O(g) + 8CO_2 + 12.5O_2 + 94N_2$$

Puesto que utilizaremos la entalpia estándar de reacción (a 77°F o 25°C), todas las entalpias sensibles se miden correctamente a partir de esta temperatura. Si se sabe que $Q = \Delta H$ para un proceso a $p = C$, se puede emplear un "diagrama de entalpia" para obtener el balance de energía. La entalpia en el estado 2, figura 13/5, es la del aire más la del combustible. Según la ecuación (13-3) para 1 mol de combustible, la entalpia sensible de los reactivos medidos desde el valor a/77°F es

$$H_{r2} - H_r^\circ = \sum_r [n_i(h_{i2} - h_i^\circ)]$$

**(b)** $$= M_f(0.5)(T_2 - T^\circ) + 119M_a(h_{a2} - h_a^\circ)$$

$$= (114.2)(1.5) + (119)(29)(371.82 - 128.34) = 840\ 420 \text{ Btu/lbmol(comb.)}$$

donde $M_f$ es la masa molecular del octano, usada para convertir la ecuación (13-7) a una base molar; $M_a$ es la masa molecular del aire para convertir los valores por unidad de masa de $h$ a una base molar; 119 son los moles de aire a partir de la ecuación **(a)**, y $h_{a2}$, $h_a^\circ$ se toman de la sección B 2 para las temperaturas específicas.

Puesto que la sección B 9 da directamente la entalpia de los productos para "el 200% de aire", tenemos que la entalpia $H_{p3}$ medida a partir del valor de 77°F es

**(c)** $$H_{p3}^\circ = n_p(\bar{h}_{p3} - \bar{h}_p^\circ) = 123.5(\bar{h}_{p3} - 3\ 774.9) \text{ Btu}$$

Para $H_{R2} = H_{r2} - H_r^\circ + (-\bar{h}_{rp}^\circ)$, para $Q = H_{p3}^\circ - H_{R2}^\circ = 0$, y con $H_{p3}^\circ$ de la ecuación **(c)**, se obtiene

**(d)** $$\bar{h}_{p3} = 3\ 774.9 + \frac{840\ 420}{123.5} + \frac{(114.2)(19\ 100)}{123.5} = 28\ 242 \text{ Btu/lbmol(comb.)}$$

donde $-\bar{h}_{rp}^\circ = (114.2)(19\ 100)$, de la sección B 12, para 1 lbmol de octano *líquido*. (Observemos que este valor de $-\bar{h}_{rp}^\circ = \bar{q}_l^\circ$ toma en cuenta el calor necesario para vaporizar el combustible líquido a 77°F, o sea, que la diferencia entre las columnas tituladas "Combustible gaseoso" y "Líquido" en la sección B 12, es el calor latente de evaporación.) Con $h_{p3} = 28\ 242$ se entra en la sección B 9, se interpola hasta el valor entero más próximo, y se halla $T_3 = 3\ 466$°R, la *temperatura de combustión adiabática*.

**Solución en la que se utilizan productos individuales.** Si la mezcla resulta la que no es exactamente del "200% de aire" ni "400% de aire", la interpolación se realiza como se explicó en las *Tablas de Gas* de K & K para un combustible hidrocarbónico. Pero en el caso general no se tienen las propiedades de la mezcla de productos de reacción y puede ser necesario considerar cada componente

por separado (consultar también §13.28). En este caso se puede utilizar un sistema de tabulación como el que sigue. Ver figura 13/5.

Entalpia en el estado 2

| | | |
|---|---|---|
| $C_8H_{18}$: | $\bar{h}_{f80} - \bar{h}_{f77} - \bar{h}^\circ_{rp} = 114.2(1.5 + 19\,100)$ | $= 2\,182\,390$ |
| $O_2$: | $25(11\,098.3 - 3\,725.1)$ | $= 184\,330$ |
| $N_2$: | $94(10\,724.6 - 3\,729.5)$ | $= 657\,540$ |
| Entalpia total (medida a partir de 77°F), $H^\circ_{R2}$ | | $= 3\,024\,260$ |

Entalpia en el estado 3

| | | |
|---|---|---|
| $H_2O$: $9(\bar{h}_3 - 4\,258)$ | $O_2$: $12.5(\bar{h}_3 - 3\,725.1)$ | $H^\circ_{p3}$ |
| $CO_2$: $8(\bar{h}_3 - 4\,030.2)$ | $N_2$: $94(\bar{h}_3 - 3\,729.5)$ | |

En el caso de $\bar{H}^\circ_{p3} - \bar{H}^\circ_{R2} = 0$, se tiene

$$3\,024\,230 = 9(\bar{h}_3 - 4\,258) + 8(\bar{h}_3 - 4\,030.2) + 12.5(\bar{h}_3 - 3\,725.1) + 94(\bar{h}_3 - 3\,729.5)$$

$$[H_2O] \qquad [CO_2] \qquad [O_2] \qquad [N_2]$$

El procedimiento a partir de lo anterior es el siguiente: Suponga una temperatura $T_3$ y calcule las entalpias de cada uno de los componentes de los productos; se continúa así hasta que quede balanceada la ecuación; $T_3 = 3\,466°R$ (1 925°C), y como se halla en la tabla de productos debe resultar en un balance virtual.

### 13.21 Ejemplo—Disponibilidad e irreversibilidad en el caso de combustión

Considere que los eventos de este ejemplo son una reacción adiabática de $C_8H_{18}$ (l) con aire, conforme a la sección 13.19, a una presión constante de 254 psia (17.78 kgf/cm$^2$ abs.) desde una temperatura de 1 510°R hasta una de 3 466°R (de 839 K a 1 925 K), seguida de un proceso de flujo constante hacia el estado de inactividad. La combustión está representada por el proceso 2-3 del ejemplo anterior, figura 13/5 (b). Determine (a) la disponibilidad termodinámica de flujo constante de los productos en el estado 3, figura 13/5 (b); (b) el cambio de entropía y la irreversibilidad del proceso de combustión, y (c) la variación de disponibilidad en el proceso de combustión. Suponga un resumidero a $t_0 = t° = 77°F$, y $p_0 = 14.4$ psia (1.008 kgf/cm$^2$ abs.). La ecuación química para una referencia conveniente es

**(a)** $$C_8H_{18}(l) + 25O_2 + 94N_2 \rightarrow 9H_2O(g) + 8CO_2 + 12.5O_2 + 94N_2$$

**Solución.** (a) Suponga que son casi ciertas las propiedades de los productos según se presentan en la sección B 9. La disponibilidad termodinámica de los 123.5 moles de productos a 3 466°R (1 925 K) y 254 psia (17.78 kgf/cm$^2$ abs.) es, ecuación (5-8),

**(b)** $$-\Delta\mathscr{A}_{f/0} = -\Delta H + T_0\Delta S = n_p[(\bar{h}_3 - \bar{h}_0) - T_0(\bar{s}_3 - \bar{s}_0)]_p$$

$$= 123.5\left[28\,242 - 3\,774.9 - 537\left(61.24 - 46.3 - \bar{R}\ln\frac{254}{14.4}\right)\right]$$

$$= 2\,408\,890 \text{ Btu/lbmol}(C_8H_{18}), \text{ o bien, } 21\,094 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

donde

$$\bar{s}_3^a - \bar{s}_0 = \phi_3 - \bar{\phi}_0 - \bar{R} \ln \frac{p_3}{p_0}$$

con propiedades que provienen de la sección B 9; $h_0 = h°$, debido a que la temperatura de sumidero se toma como de 77°F (56°C). El valor de **(b)** es el trabajo que se realizaría a medida que los productos pasen reversiblemente hacia el estado de inactividad definido. [NOTA: Al lector le puede molestar que la disponibilidad termodinámica en la ecuación **(b)** es mayor que la entalpia de la reacción, la cual, a 1 510°R (839 K), es aproximadamente de 18 500 Btu/lb. Pero cerca del 30% de esta magnitud representa una entrada de disponibilidad para hacer que el aire pase desde el estado de inactividad hasta 1 510°R y 254 psia. Asimismo, si la combustión ocurre en un motor Diesel, el motor "práctico" ideal podría utilizar la disponibilidad sólo para una expansión isentrópica hasta la presión del medio circundante, dejando en la sustancia operante a la descarga un 25% de disponibilidad en **(b)**. La compresión y la expansión en un motor Diesel no son de flujo constante, pero el orden de magnitud de las cantidades es el mismo. Se darán mayores detalles con respecto al ciclo Diesel en el Capítulo 15.]

(b) Para obtener el cambio de entropía durante 2-3, figura 13/5(b), se halla primero la entropía de cada reactivo en el estado 2, y luego de cada producto en el estado 3. Tome el calor específico de octano líquido como 0.5 Btu/lb·°R, o bien, (0.5)(114.2) = 57.1 Btu/lbmol·°R. La entropía absoluta del combustible a medida que entra en la bomba que lo descarga en el cilindro a 80°F (27°C), o bien, 540°R (300 K) es aproximadamente

**(c)** $$C_8H_{18} \text{ a 1 atm:} \quad \bar{s}^a = \bar{s}^\circ + \int \frac{C\,dT}{T} = 85.5 + 57.1 \ln \frac{540}{537}$$

o bien, $\bar{s}^a = 85.8$ Btu/lbmol·°R; todos los valores de $\bar{s}^\circ$ se toman de la sección B 11. Su entropía al principio de la reacción en su valor después de que se ha realizado el trabajo de la bomba. Obteniendo $\beta = 0.43 \times 10^{-3}\ °R^{-1}$, $\rho = 45$ lb/pie$^3$, de un manual apropiado,[14.7] suponiendo que el bombeo a 254 psia es isotérmico y siguiendo la ecuación **(d)** del ejemplo de la sección §11.9, se obtiene así el cambio de entropía como

**(d)** $$\Delta\bar{s} = -\beta v(p_2 - p_1) = -\frac{(0.43)(254 - 14.4)(144)(114)}{(10^3)(45)(778)} = -0.0483 \text{ Btu/lbmol·°R}$$

lo que comparado con el valor de $\bar{s}^a$ anterior se ve que es despreciable. De modo que $\bar{s}_f^a = 85.8$ Btu/lbmol·°R = 85.8 kcal/kgmol·K. Para bombeo isentrópico, $\Delta s = 0$.

Utilizando valores molares de la ecuación **(a)** se hallan las presiones parciales de los diversos componentes gaseosos

$$p_2[O_2] = \left(\frac{25}{119}\right) 17.28 = 3.63 \text{ atm} \qquad p_3[H_2O] = \left(\frac{9}{123.5}\right) 17.28 = 1.26 \text{ atm}$$

$$p_2[N_2] = \left(\frac{94}{119}\right) 17.28 = 13.65 \text{ atm} \qquad p_3[CO_2] = \left(\frac{8}{123.5}\right) 17.28 = 1.12 \text{ atm}$$

$$p_3[N_2] = \left(\frac{94}{123.5}\right) 17.28 = 13.15 \text{ atm} \qquad p_3[O_2] = \left(\frac{12.5}{123.5}\right) 17.28 = 1.75 \text{ atm}$$

Puesto que se supone que el $N_2$ pasa por la reacción con su estructura molecular inalterada, su cambio de entropía se debe calcular directamente con la ecuación (6-13), desde 1 510°R hasta 3 466°R, y con los valores calculados de presiones parciales

$$\Delta S[N_2] = n_i\left(\Delta\bar{\phi}_i - \bar{R}\ln\frac{p_3}{p_2}\right)$$

**(e)**

$$= 94\left(59.861 - 53.121 - \bar{R}\ln\frac{13.15}{13.65}\right) = 640.5 \text{ Btu/°R}$$

En seguida se calcula la entropía absoluta $S^a$ de los otros componentes por la ecuación (6-15) o la (6-16);

**(f)** $$S_2^a[O_2] = n_i(\bar{\phi}_i - \bar{R}\ln p_i)_2$$

$$= 25(56.709 - \bar{R}\ln 3.63) = 1\,353.7 \text{ Btu/°R}$$

**(g)** $$S_3^a[H_2O] = 9(62.7587 - \bar{R}\ln 1.26) = 560.7 \text{ Btu/°R}$$

**(h)** $$S_3^a[CO_2] = 8(73.3219 - \bar{R}\ln 1.12) = 585 \text{ Btu/°R}$$

**(i)** $$S_3^a[O_2] = 12.5(63.8263 - \bar{R}\ln 1.75) = 783.9 \text{ Btu/°R}$$

Si se desea, $\Delta S$ para 12.5 moles de $O_2$ se podría calcular como se hizo para el $N_2$; luego la ecuación (f) habría sido para 12.5 moles, o sea, la mitad del valor calculado. La diferencia de las entropías absolutas calculadas, estado 3 menos estado 2, es

**(j)** $$560.7 + 585 + 783.9 - 1\,353.7 - 85.8 = 490.1 \text{ Btu/°R}$$

Incluyendo el cambio para el $N_2$, la variación de entropía en la reacción es

**(k)** $$S_{rp} = 640.5 + 490.1 = 1\,130.6 \text{ Btu/°R·lbmol}(C_8H_{18})$$

Puesto que el proceso de combustión de sistema cerrado es adiabático, no hay interacción con el medio circundante excepto para el trabajo realizado sobre la frontera (pistón); por consiguiente, la irreversibilidad es

**(l)** $I = T_0 S_{rp} = (537)(1\,130.6) = 607\,132$ Btu por mol de combustible, o sea, 5 316 Btu/lb (comb.)

(c) El cambio de disponibilidad durante el proceso de combustión no es el mismo que el de la disponibilidad de los productos. Puesto que $H^\circ_{p3} = H^\circ_{R2}$,

**(m)** $$\Delta\mathcal{A}_f = H^\circ_{p3} - H^\circ_{R2} - T_0(S_{p3} - S_{r2}) = -T_0 S_{rp} = -607\,132 \text{ Btu}$$

el negativo de la irreversibilidad (en este caso).

## 13.22 Ejemplo—Reacción en una celda de combustible

Para completar el cuadro y destacar la comparación de una reacción reversible con los cálculos anteriores, determinar el trabajo que se realizaría si $C_8H_{18}$ (l) reaccionarán reversiblemente con $O_2$ en una celda de combustible a 600°R (333 K) y 5 atm.

**Solución.** Sea la reacción.

**(a)** $$C_8H_{18}(l) + 12.5O_2 \rightarrow 9H_2O(g) + 8CO_2$$

En lo que respecta a cálculos de entropía, se halló anteriormente que la entropía del $C_8H_{18}$ líquido cambió muy poco en el caso de un incremento mucho mayor de presión; por consiguiente, ignoraremos esta corrección, en vista de la magnitud de otros valores pertinentes de entropía. En el caso de 17 moles de productos gaseosos, las presiones parciales (suponiendo que la ley de Dalton no es demasiado errónea) son $p(H_2O) = (9/17)5 = 2.65$ atm, y $p(CO_2) = (8/17)5 = 2.35$ atm. Tratándose de $C_8H_{18}$ (l), se emplea $c_p = 0.5$ Btu/lb·°R, o 57.1 Btu/lbmol·°R. A 600°R se tiene

**(b)** $$\bar{s}^a[C_8H_{18}(l)] = \bar{s}^\circ + \int_{537}^{600} \frac{C\,dT}{T} = 85.5 + 57.1 \ln\frac{600}{537} = 94.61 \text{ Btu/°R·lbmol}$$

**(c)** $$S^a[O_2] = n_i(\bar{\phi}_i - \bar{R} \ln p_i) = 12.5(49.762 - \bar{R} \ln 5) = 582.075 \text{ Btu/°R}$$

**(d)** $$S^a[H_2O(g)] = 9(45.97 - \bar{R} \ln 2.65) = 396.3123 \text{ Btu/°R}$$

**(e)** $$S^a[CO_2] = 8(52.038 - \bar{R} \ln 2.35) = 402.7296 \text{ Btu/°R}$$

**(f)** $$S_{rp} = 396.31 + 402.73 - 582.07 - 94.61 = 122.36 \text{ Btu/°R}$$

para 1 lbmol de $C_8H_{18}$. Obtenga entalpias medidas a partir de 77°F, y utilice el valor del poder calorífico inferior:

**(g)** $$H[C_8H_{18}(l)] = C(T - T^\circ) + (-\bar{h}^\circ_{rp})$$
$$= 57.1(600 - 537) + (19\,100)(114.2) = 2\,184\,817 \text{ Btu/lbmol}$$

**(h)** $$H[O_2] = n(\bar{h} - \bar{h}^\circ) = 12.5(4\,168.3 - 3\,725.1) = 5\,540 \text{ Btu}$$

**(i)** $$H[H_2O(g)] = 9(4\,764.7 - 4\,258.0) = 4\,560 \text{ Btu}$$

**(j)** $$H[CO_2] = 8(4\,600.9 - 4\,030.2) = 4\,566 \text{ Btu}$$

**(k)** $$\Delta H = H_{rp} = 4\,560 + 4\,566 - 2\,184\,817 - 5\,540 = -2\,181\,231 \text{ Btu/lbmol}(C_8H_{18})$$

En el caso de un proceso de $T$, $p$ constantes, el trabajo reversible es $W = -\Delta G$, o sea,

**(l)** $$W = -(\Delta H - T\,\Delta S) = 2\,181\,231 - (600)(122.36)$$
$$= 2\,107\,815 \text{ Btu/lbmol } (C_8H_{18}), \text{ o bien, } 18\,457 \text{ Btu/lb}$$

lo cual corresponde a una eficiencia basada en la entalpia estándar de reacción, de $W/\bar{q}_l^\circ = 18\,457/19\,100 = 96.6\%$.

## 13.23 COMBUSTION A VOLUMEN CONSTANTE (ISOMETRICA)

En un sistema cerrado de volumen constante (un calorímetro de bomba) se coloca una pequeña cantidad de agua para saturar los reactivos con $H_2O$. Luego, cuando los productos se han enfriado de nuevo hasta la temperatura estándar de 77°F (25°C), el $H_2O$ formado por la combustión se condensa y se obtiene el poder calorífico superior. La energía total almacenada inicialmente es la energía interna sensible de los reactivos, $U_r^\circ$, más la energía química $E_{\text{quím.}}$ cuya magnitud es desconocida y no se requiere. Después de la combustión y por enfriamiento hasta la temperatura estándar, la energía acumulada en el sistema es $U_p^\circ$, ener-

gía interna de los productos. No existe trabajo, de modo que la energía que cruza la frontera consiste sólo en calor $Q$, un valor particular representado por el símbolo $q_v^\circ = -u_{rp}^\circ$. La disminución de la energía almacenada es igual a la energía que sale del sistema, por $Q = \Delta E_t + W$, ecuación (4-6); o sea,

**(a)** $$E_{t1}^\circ - E_{t2}^\circ = -Q = q_v^\circ$$

La magnitud de $q_v^\circ$ es todo lo que se obtuvo de la prueba. Sustitúyanse $E_{t1}^\circ = U_r^\circ + E_{\text{quím.}}$ y $E_{t2}^\circ = U_p^\circ$, figura 13/6, y así

**(b)** $$E_{\text{quím.}} = U_p^\circ - U_r^\circ + q_v^\circ \text{Btu/lbmol(comb.)}, \text{ o bien, Btu/lb(comb.)}$$

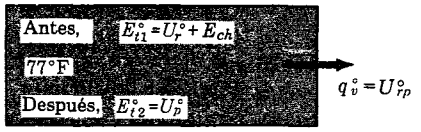



**Fig. 13/6.** *Calorímetro de sistema cerrado.* $V = C$, $t_2 = t_1 = 77°\text{F} = 25°\text{C}$.

Consideremos ahora una reacción a volumen constante entre *cualesquiera* dos estados 1 y 2, siendo el diagrama de energía como se ve en la figura 13/7. Por la primera ley

**(c)** $$Q = E_{t2} - E_{t1} = U_{p2} - U_{r1} - E_{\text{quím.}}$$

donde $E_t$ es la energía total almacenada. El valor de $E_{\text{quím.}}$ en la ecuación **(b)** se sustituye en ésta, y así

(13-8) $$U_{p2} - U_p^\circ = U_{r1} - U_r^\circ + q_v^\circ + Q = U_{r1} - U_r^\circ - u_{rp}^\circ + Q$$

con $Q$ de signo convencional [calor agregado (+), calor cedido (−)]. Cuando $Q = 0$,

(13-9) $$U_{p2} - U_p^\circ = U_{r1} - U_r^\circ + q_v^\circ = U_{r1} - U_r^\circ - u_{rp}^\circ$$

[COMBUSTION ADIABATICA—VOLUMEN CONSTANTE]

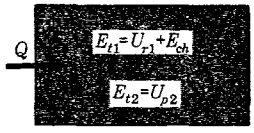



**Fig. 13/7.** En la combustión adiabática $Q = 0$.

Si el $H_2O$ se condensa después de la combustión se aplica el *poder calorífico superior (p.c.s.) a volumen constante*, $q_{hv}^\circ$. Si el $H_2O$ no se condensa, como *no* sucedería en la combustión adiabática, se utiliza el *poder calorífico inferior (p.c.i.) a volumen constante*, el cual se obtiene por sustracción del cambio de energía interna durante la vaporización del $H_2O$ a la temperatura de prueba. Sea $m_w$ lb/lb(comb.) la masa del $H_2O$ formada durante la combustión; entonces, para $u_{fg}^\circ = 990.8$ Btu/lb a 77°F.

(13-10) $$q_{lv}^\circ = q_{hv}^\circ - m_w u_{fg}^\circ = q_{hv}^\circ - 990.8\, m_w \text{ Btu/lb(comb.)}$$

## 13.24 RELACION DE LOS P.C. A PRESION Y A VOLUMEN CONSTANTE

Como se supone que las componentes gaseosas son ideales, $H = U + pV = U + n\bar{R}T$, para $n$ moles de componentes *gaseosos* ideales. Así pues, por las ecuaciones (13-1) y **(b)**, sección §13.21, se obtiene $(-h_{rp}^{o} = q_p^{o})$

**(a)** $$\bar{q}_p^{\circ} = H_r^{\circ} - H_p^{\circ} + E_{\text{quím.}} = U_r^{\circ} + n_r\bar{R}T^{o} - (U_p^{\circ} + n_p\bar{R}T^{\circ}) + E_{\text{quím.}}$$

**(b)** $$\bar{q}_p^{\circ} = U_r^{\circ} - U_p^{\circ} + E_{\text{quím.}} \text{Btu/lbmol(comb.)}$$

Por sustracción

**(c)** $$\bar{q}_p^{\circ} - \bar{q}_v^{\circ} = n_r\bar{R}T^{\circ} - n_p\bar{R}T^{\circ} = \bar{R}T^{\circ}(n_r - n_p) \text{ Btu/lbmol}$$

(13-11) $$q_p^{\circ} - q_v^{\circ} = \frac{RT^{\circ}}{M_f}(n_r - n_p) \text{ Btu/lb(comb.)}$$

donde $M_f$ es la masa molecular del combustible, $\bar{R} = 1.986$. El número de moles de productos *gaseosos*, $n_p$, puede ser mayor, igual a, o menor al número de moles de reactivos *gaseosos*, $n_r$; por consiguiente, si $q_p^{o} < q_v^{o}$, o bien, $q_p^{o} > q_v^{o}$, donde ambos son poderes caloríficos superiores o inferiores. Puesto que los moles de gases inertes se presentan en cada miembro de la ecuación química, pueden ser omitidos en las ecuaciones **(c)** y (13-11).

### Ejemplo 13.25

Comparar relativamente los valores de poder calorífico $q_p^{o}$ y $q_v^{o}$, superior e inferior, para el propano, $C_3H_8$.

**Solución.** La ecuación estequiométrica es

$$1C_3H_8 + 5O_2 \rightarrow 3CO_2 + 4H_2O$$

Para el p.c.s., el vapor de agua se condensa y $n_p = 3$; $n_r = 6$. En consecuencia,

$$q_p^{\circ} - q_v^{\circ} = \frac{RT^{\circ}}{m_f}(n_r - n_p)$$

$$q_p^{\circ} - q_v^{\circ} > 0$$

$$q_{ph}^{\circ} > q_{vh}^{\circ}$$

Para el p.c.i., $n_p = 7$ y $n_r = 6$. Por tanto,

$$q_p^{\circ} - q_v^{\circ} < 0$$

o bien

$$q_{pl}^{\circ} < q_{vl}^{\circ}$$

### 13.26 Ejemplo—Cálculo de valores de p.c. a volumen constante

¿Cuáles son el p.c.i. y el p.c.s. del octano $C_8H_{18}$ a volumen constante, como combustible líquido?

**Solución.** Aunque el calorímetro de bomba en general da resultados más exactos que el calorímetro de flujo constante, la mayor parte de la información en las publicaciones técnicas es para $-h_{rp}^{o}$.

De B 12, se tiene $q_{hp}^{\circ} = 20\ 591$ para $C_8H_{18}$ (l). No se considera la cantidad de gases inertes en la diferencia $n_r - n_p$. De § 13.6,

**(a)** $$C_8H_{18}(l) + 12.5O_2 + \cdots \rightarrow 9H_2O + 8CO_2 + \cdots$$

para $H_2O$ (l), $n_r = 12.5$ y $n_p = 8$. Por consiguiente, de la ecuación (13-11) se obtiene

$$q_{hv}^{\circ} = q_{hp}^{\circ} + \frac{\bar{R}T}{M_f}(n_p - n_r) = 20\ 591 + \frac{(1.986)(537)}{114.2}(-4.5) = 20\ 549 \text{ Btu/lb}$$

que es el p.c.s. a $V = C$. De (13-10),

**(b)** $$q_{lv}^{\circ} = q_{hv}^{\circ} - 990.8\, m_w = 20\ 549 - (990.8)(1.42) = 19\ 140 \text{ Btu/lb}$$

donde $m_w = (9)(18)/114 = 1.42$ lb $(H_2O)$/lb(comb.) se toma de §13.6. El valor del p.c.i a volumen constante se puede obtener también directamente del valor del p.c.i. a presión constante, $-h_{rp}^{\circ}[C_8U_{18}(l)] = 19\ 100$ Btu/lb$[H_2O\ (g)]$.

La ecuación de reacción anterior muestra que para $H_2O$ gaseoso, $n_r = 12.5$ y $n_p = 17$; en consecuencia,

**(c)** $$q_{lv}^{\circ} = q_{lp}^{\circ} + \frac{\bar{R}T^{\circ}}{M_f}(n_p - n_r) = 19\ 100 + \frac{(1.986)(537)}{114.2}(+4.5) = 19\ 142 \text{ Btu/lb}$$

A partir del valor de prueba con el calorímetro de bomba se puede calcular en forma semejante $-h_{rp}^{\circ}$.

## 13.27 P.C. A UNA TEMPERATURA DISTINTA DE LA ESTANDAR

Si se desea convertir el valor de poder calorífico (p.c.) con temperatura estándar al que corresponde a alguna otra temperatura, suponga que la prueba calorimétrica se realiza desde la temperatura deseada y de regreso a la misma, por ejemplo, estado 2. Entonces, el valor de p.c. a la temperatura 2 es

**(a)** $$q_{p2} = H_{r2} - H_{p2} + E_{\text{quim}} \qquad [T_2 = C]$$

según la figura 13/2. La ecuación (13-1) se puede escribir como

(13-1) $$q_p^{\circ} = H_r^{\circ} - H_p^{\circ} + E_{\text{quim}}$$

Restando los miembros correspondientes de esta ecuación a los de la ecuación **(a)** y despejando $q_{p2}$, queda

**(b)** $$q_{p2} = q_p^{\circ} + (H_{r2} - H_r^{\circ}) - (H_{p2} - H_p^{\circ})$$

[PRESION CONSTANTE]

que es el p.c. $q_{p2}$ a una temperatura 2, estando cada término en las mismas unidades, y los términos entre paréntesis se obtienen por la ecuación (13-4). El nitrógeno en los reactivos es el mismo que en los productos y puede ser omitido en la ecuación anterior. Un procedimiento similar para la combustión a volumen constante da ($q_{v2}$ a $T_2$):

**(c)** $$q_{v2} = q_v^{\circ} + (U_{r2} - U_r^{\circ}) - (U_{p3} - U_p^{\circ})$$

[A VOLUMEN CONSTANTE]

El valor hipotético de p.c. a 0°R se obtiene considerando que son cero las entalpias sensibles $H_{r2}$ y $H_{p2}$ por lo tanto,

**(d)** $$-h_{rp0} = q_{p0} = q_p^\circ + H_p^\circ - H_r^\circ = -h_{rp}^\circ + H_p^\circ - H_r^\circ$$

Si se dispusiera de los valores tabulados de $q_{p0}$, la aritmética en algunas soluciones sería muy sencilla. Por ejemplo, sustituyendo el valor de $q_p^\circ$ de la ecuación anterior, en la ecuación (13-5) se obtiene

**(e)** $$H_{p2} = H_{r1} + q_{p0} + Q$$

donde $H_{p2}$ y $H_{r1}$ se miden a partir de 0°R; por tanto, los valores de las tablas de gas se podrían utilizar sin una sustracción que implique el estado estándar ($h^\circ$).

### 13.28 Ejemplo—Entalpia de reacción a la temperatura 0°R

Calcular el p.c.i. de octano gaseoso a 0°R; todos los componentes en la reacción son gaseosos con sus entalpias consideradas como nulas a 0°R.

**Solución.** La ecuación de reacción es $C_8H_{18}(g) + 12.5O_2 \rightarrow 8CO_2 + 9H_2O(g)$. Los cambios de entalpia de $N_2$ y otros gases diluidos son nulos y se pueden omitir. De B 12 se halla $q_l - h_{rp}^\circ = 19\ 256$ Btu/lb $[C_8H_{18}(g)]$, el valor de p.c.i. $[H_2O(g)]$. En la ecuación **(b)**, §13.24, el segundo estado está a 0°R, designado como $H_0$; $H_2 - H^\circ = H_0 - H^\circ$. Como la presión parcial del octano es baja y la reacción ocurre a una presión de 1 atm podríamos estimar su entalpia sensible como $c_pT$, pero recordemos que este valor generalmente es alto si $c_p$ es el valor a $T$°R. Si se usa la ecuación (13-7) los resultados serían más exactos; de lo anterior se obtiene $h_f = 0.5T - 287 = -18.5$ Btu/lb. De B 11 se tiene $h_{fg} = 17\ 856/114.22 = 156.3$ Btu/lb para $C_8H_{18}$ a 77°F; de B 12 obtenemos $h_{fg} = q_l^\circ(g) - q_l(1) = 19\ 256 - 19\ 100 = 156$ Btu/lb; tome la que seleccione como más adecuada. Luego, como medida de un estado de gas ideal a 0°R, la entalpia sensible del octano es

**(a)** $$h(C_8H_{18}) = -18.5 + 156.3 = 137.8 \text{ Btu/lb}$$

Resumiendo de acuerdo con la ecuación **(b)**, §13.27, para 537°R se tiene

$$C_8H_{18}: \quad H_0 - H^\circ = 0 - 137.8 = -137.8 \text{ Btu/lb}$$

$$O_2: \quad H_0 - H^\circ = 0 - \frac{(12.5)(3\ 725.1)}{144.22} = -407.7 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

$$\text{Reactivos:} \quad H_{r0} - H_r^\circ = -137.8 - 407.7 = -545.5 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

$$CO_2: \quad H_0 - H^\circ = 0 - \frac{(8)(4\ 030.2)}{114.22} = -282.3 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

$$H_2O: \quad H_0 - H^\circ = 0 - \frac{(9)(4\ 258)}{114.22} = -335.5 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

$$\text{Productos:} \quad H_{p0} - H_p^\circ = -282.3 - 335.5 = -617.8 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

Entonces, de la ecuación **(b)**, §13.27, se obtiene el valor de p.c. a 0°R como

$$-h_{rp0} = q_{l0} = 19\ 256 - 545.5 - (-617.8) = 19\ 328.3 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

Esto es, desde luego, algo imaginario, pero puesto que la entalpia es una función de punto, no importa por cuál camino se obtenga el cambio de entalpia entre dos estados particulares.

## 13.29 ENTALPIA DE FORMACION

El calor que interviene en una reacción exotérmica (o en una endotérmica) cuando se forma un compuesto a partir de sus elementos a temperatura y presión constantes, se denomina *calor de formación* o ***entalpia de formación***, $\Delta h_f$. Cuando ocurre la reacción (o se supone que ocurre) a un estado estándar, generalmente 77°F (25°C) y 1 atm para cada componente como antes, el calor es la entalpia *estándar* de formación $\Delta h_f^o$. Según esto, la entalpia mencionada es la de la mezcla medida con respecto a un estado de referencia en el cual los *elementos* (su isótopo más estable) tienen entalpia cero. Consideremos el $CO_2$ formado por una reacción de C con $O_2$ a 77°F;

**(a)** $$C(s) + O_2 \rightarrow CO_2(g)$$

Se podría medir el calor $Q$ de esta reacción y esto sería la entalpia de formación del $CO_2$, ya que con esta reacción se produce $CO_2$ a partir de sus elementos: $\Delta h_f^o = -169\ 293$ Btu/lbmol (94 052 kcal/kgmol) de $CO_2$, de B 11, naturalmente es un número negativo porque la energía sale del sistema cuando $T = C$. En este caso, dicho calor es también el poder calorífico de 1 mol de carbono, que es 14 097 Btu/lb (7 832 kcal/kg) C, sección B 12, cuando el C se oxida con $O_2$. La entalpia de combustión y la de formación son iguales *sólo* cuando un *elemento* es oxidado por un elemento ($O_2$). Interviene el mismo calor, excepto por el signo, si la reacción se realiza inversamente, o sea, un compuesto ($CO_2$) se convierte en sus elementos (C y $O_2$). A partir de esta observación Hess formuló la ley de que el cambio neto de entalpia (a $p = C$) en un proceso químico es independiente de la secuencia de los procesos. De este principio se deduce que el cambio de entalpia de formación durante una reacción química con $p$ y $T$ constantes, es igual a la entalpia de la reacción; en estado estándar,

(13-12) $$-H_{rp}^o = (\Delta H_f^o)_r - (\Delta H_f^o)_p$$

donde

$$(\Delta H_f^o)_r = \sum_r n_i(\Delta h_f^o)_i \qquad \text{Suma para } i \text{ componentes de reactivos}$$

$$(\Delta H_f^o)_p = \sum_p n_j(\Delta h_f^o)_j \qquad \text{Suma para } j \text{ componentes de productos}$$

Al realizar un balance de entalpia como se ejecutó en la sección §13.20, considerando las entalpias medidas a partir del nivel definido de 77°F (25°C), utilizamos las entalpias de formación para las cuales el valor de referencia es *entalpia cero para elementos a 1 atm y* 77°F, el estado estándar. A otra temperatura distinta de la estándar, la entalpia *total* $h_t$, medida desde la base así definida, es

**(b)** $$h_t = \Delta h_f^o + (h - h^\circ)$$

para una unidad de masa o para 1 mol, donde $h$ es la entalpia sensible a una temperatura especificada. Tratándose de $n_i$ moles del $i$-ésimo componente, la entalpia de una de mezcla a cualquier temperatura $T$ es entonces

(13-13) $$H_m = \sum_i [n_i(\Delta h_f^o)_i + n_i(\bar{h}_i - \bar{h}_i^o)]$$

aplicable a los reactivos $H_R$ o a los productos $H_p$; ver ecuación (13-4). Esta consideración es particularmente ventajosa cuando una reacción es incompleta y cuando se ha de tomar en cuenta una disociación significativa (§13.35). El balance de energía en el caso de un sistema de flujo constante con $W = 0$ y $\Delta P = 0$ es

$$\textbf{(c)} \qquad Q + H_R + K_R = H_p + K_p$$

donde $H_R$ y $H_p$ se calculan de acuerdo con la ecuación (13-13) y $K = m\mathscr{v}^2/(2\mathbf{k})$, por ejemplo, para $m$ kg/kgmol de combustible. (Normalmente durante una reacción ninguna masa atraviesa la frontera del volumen de control, excepto las corrientes principales.) Formalizando lo expresado, el cambio de entalpia en funciones de las entalpias de formación desde el estado 1 hasta el estado 2 es, para $j$ componentes de productos e $i$ componentes de reactivos,

$$\textbf{(d)} \qquad \Delta H = \sum_p n_j(\bar{h}_2 - \bar{h}^\circ)_j + \sum_p n_j(\Delta\bar{h}_f^\circ)_j - \sum_r n_i(\Delta\bar{h}_f^\circ)_i - \sum_r n_i(\bar{h}_1 - \bar{h}^\circ)_i$$

Con un ejemplo se comprenderán mejor los detalles.

### 13.30 Ejemplo—Motor Diesel, temperatura después de la combustión

Considere que los datos son iguales a los del ejemplo de la sección §13.20, excepto que han de emplearse las entalpias de formación de cada compuesto.

**Solución.** Utilice los resultados de §13.20 hasta donde sea posible: los moles de cada componente; el valor de $\bar{h}_{f80} - \bar{h}_{f77} = 171.3$ Btu/lbmol para el combustible (todo el material combustible). La entalpia estándar de formación del $C_8H_{18}$ (l) es $\Delta\bar{h}_f^\circ = -107\,532$ Btu/mol, sección B 11. Calcular las entalpias de acuerdo con la ecuación (13-13) y, como se estableció en la figura 13/8, considerando que $H_{p3} - H_{R2} = 0$. Por lo tanto, tenemos (sección B 11 para $\Delta\bar{h}_f^\circ$)

| | | |
|---|---|---|
| $C_8H_{18}(l)]_r$: | $171.3 + (-107\,532)$ | $= -107\,361$ |
| $O_2]_r$: | $25(11\,098.3 - 3\,725.1)$ | $= +184\,330$ |
| $N_2]_r$: | $94(10\,724.6 - 3\,729.5)$ | $= +657\,539$ |
| $H_{R2}$ | | $= +734\,508$ Btu/lbmol $C_8H_{18}$ |
| $H_2O(g)]_p$: | $9(\bar{h}_3 - 4\,258 - 104\,036)$ | $= 9\bar{h}_3(H_2O) - 974\,646$ |
| $CO_2]_p$: | $8(\bar{h}_3 - 4\,030.2 - 169\,293)$ | $= 8\bar{h}_3(CO_2) - 1\,386\,584$ |
| $O_2]_p$: | $12.3(\bar{h}_3 - 3\,725.1)$ | $= 12.5\bar{h}_3(O_2) - 46\,564$ |
| $N_2]_p$: | $94(\bar{h}_3 - 3\,729.5)$ | $= 94\bar{h}_3(N_2) - 350\,573$ |

$$H_{p3} = \text{SUMA: } 9\bar{h}_3(H_2O) + 8\bar{h}_3(CO_2) + 12.5\bar{h}_3(O_2) + 94\bar{h}_3(N_2) - 2\,758\,367 = 734\,508$$

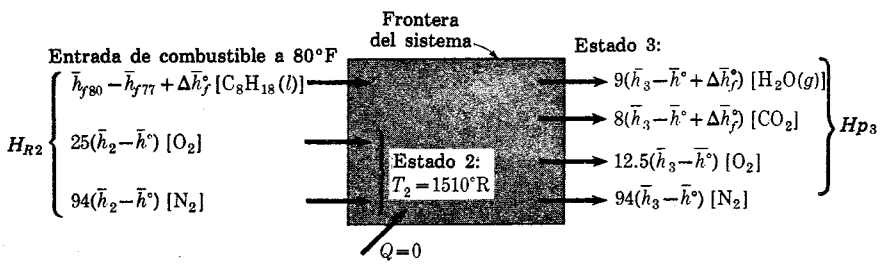



**Fig. 13/8.** *Balance de entalpia con entalpias de formación.* Si existen energías como $W$ y $K$ deben ser incluidas.

En este punto, el procedimiento es suponer una temperatura $T_3$, buscar las correspondientes entalpias y comprobar la ecuación anterior. Repita este proceso hasta que se halle un balance. Para una temperatura de 3 461°R (1 923°K) (interpolando hasta el valor entero más próximo), la ecuación de entalpia casi queda balanceada; por consiguiente, $T_3 \approx 3\ 461$°R. Esta solución es básicamente igual a la de la sección §13.20 pues $-H_{rp}^{\circ} = (\Delta H_f^{\circ})_r - (\Delta H_f^{\circ})_p$, ecuación (13-12). Suponga que en efecto el aire está compuesto totalmente de oxígeno y nitrógeno.

## 13.31 ENTALPIA DE FORMACION A PARTIR DEL PODER CALORIFICO

Cuando se conocen los calores de reacción apropiados, éstos se pueden utilizar para determinar entalpias de formación. Por ejemplo, supongamos que se desconoce la entalpia de formación del $C_8H_{18}$. Los poderes caloríficos $-\bar{h}_{rp}^{\circ}$ para las siguientes reacciones se toman de la sección B 12

**(a)** $C_8H_{18}(g) + 12.5O_2 \rightarrow 9H_2O(l) + 8CO_2$ $\qquad \bar{h}_{rp}^{\circ} = -(20\ 747)(114.224)$

**(b)** $9H_2O + 4.5O_2 \rightarrow 9H_2O(l)$ $\qquad H_{rp}^{\circ} = -(9)(60\ 998)(2.016)$

**(c)** $8C + 8O_2 \rightarrow 8CO_2$ $\qquad H_{rp}^{\circ} = -(8)(14\ 097)(12.01)$

en la que $-H_{rp}^{\circ}$ es ahora el valor para el número de moles considerado. Estas ecuaciones se pueden manejar con las reglas del álgebra. Si los miembros correspondientes de la ecuación **(a)** se restan de la suma de **(b)** y **(c)**, se obtiene

**(d)** $$9H_2 + 8C \rightleftharpoons C_8H_{18}(g)$$

que es la ecuación para la formación de $C_8H_{18}(g)$ a partir de sus elementos; el valor $\Delta\bar{h}_f^{\circ}$ de los *elementos* es cero. Ver figura 13/9. El cambio de entalpia en este proceso es la entalpia de formación por definición (y es la entalpia de la reacción mostrada) pero no de la reacción de *combustión*, y se saca restando los valores $H_{rp}^{\circ}$ de **(b)** y **(c)** de los $h_{rp}^{\circ}$ de **(a)**; por consiguiente,

**(e)** $$-\Delta\bar{h}_f^{\circ}[C_8H_{18}(g)] = \bar{h}_{rp}^{\circ} - [H_{rp}^{\circ}(H_2) + H_{rp}^{\circ}(C)]$$

$$= -2\ 369\ 805 + 2\ 461\ 188 = 91\ 383\ \text{Btu/lbmol}(C_8H_{18})$$

La diferencia entre este valor y $\Delta\bar{h}_f^{\circ} = -89\ 676$ de la sección B 11, es atribuible a la inconsistencia en los datos básicos respecto de ciertos valores en las secciones B 11 y B 12. Si el $C_8H_{18}(l)$ se forma a partir de sus elementos, el calor adicional cedido es la entalpia de evaporación $h_{fg}$. A 77°F (25°C), $\bar{h}_{fg}^{\circ} = 17\ 856$ Btu/lbmol, sección B 11; de manera que $\Delta\bar{h}_f^{\circ}[C_8H_{18}(l)]$ es $-89\ 676 - 17\ 856 = -107\ 532$ Btu/lbmol, donde se utiliza el valor de B 11 para $\Delta\bar{h}_f^{\circ}$. En general,

$$\Delta h_f^{\circ}(\text{líq.}) = \Delta h_f^{\circ}(\text{vap}) - h_{fg77^{\circ}}$$

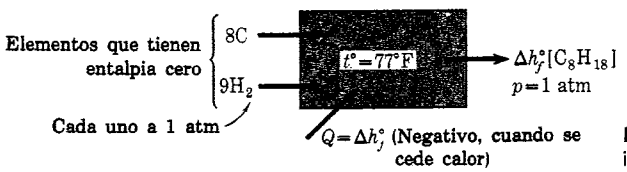



**Fig. 13/9.** *Entalpia de formación.* En los gases ideales no es una función de $p$.

## 13.32 PODER CALORIFICO A PARTIR DE LA ENTALPIA DE FORMACION

Un procedimiento semejante se puede emplear para hallar los valores de poder calorífico cuando se dispone de entalpias de formación. Ilustrando lo anterior con el CO se tiene

**(a)** $$CO + 0.5O_2 \rightarrow CO_2(g)$$

Aplicando la ecuación (13-12) resulta

$$H^\circ_{rp} = (\Delta H^\circ_f)_p - (\Delta H^\circ_f)_r = -169\,293 - (-47\,548) = -121\,745 \text{ Btu/lbmol CO}$$

**(b)** $$H^\circ_{rp} = \frac{-121\,745}{28.01} = 4\,346 \text{ Btu/lb CO}$$

[COMPARELA CON LA SECCION B 12]

Algunos poderes caloríficos no se pueden medir directamente; por ejemplo, la reacción de C a CO, debido a que algo de $CO_2$ se forma inevitablemente cuando se oxida el C. Por experimentación es posible hallar calores de reacción al convertir C a $CO_2$ y CO a $CO_2$.

**(c)** $$C + O_2 \rightarrow CO_2(g) \qquad \bar{h}^\circ_{rp} = -(14\,097)(12.01)$$

**(d)** $$CO + 0.5O_2 \rightarrow CO_2(g) \qquad \bar{h}^\circ_{rp} = -(4\,346)(28.01)$$

Restando los miembros correspondientes de **(d)** y **(c)**, y combinando los términos de $O_2$ se obtiene

**(e)** $$C + 0.5O_2 \rightarrow CO \qquad \bar{h}^\circ_{rp} = -47\,574 \text{ Btu/lbmol C}$$

que es la negativa del calor de reacción al convertir C a CO, y también la entalpia de formación de CO; $\Delta\bar{h}^\circ_f = -47\,574$ Btu/lbmol(CO).

## 13.33 FUNCION DE GIBBS EN EL CASO DE FORMACION

Los valores de las funciones de Gibbs $\Delta\bar{G}^\circ_f$ en la sección B 11 son los cambios respectivos de dicha función durante la formación del compuesto a partir de sus elementos, estando *cada elemento* y el compuesto en el estado estándar de 1 atm y 77°F (25°C). Esta definición es análoga a la definición para la entalpia de formación $\Delta\bar{h}^\circ_f$; sin embargo, la función de Gibbs es función de la presión (la entropía interviene también), en tanto que la entalpia de un gas ideal no lo es. Puesto que $G = h - Ts$, se halla que

**(a)** $$dG_T = dh - T\,ds \qquad \text{a } T = C$$

la integración de lo cual en el caso de la formación del compuesto en el estado estándar es (en las unidades —kg, mol, etc.— que sean convenientes):

**(b)** $$\Delta G = \Delta G^\circ_f = \Delta h^\circ_f - T^\circ S^\circ_{rp}$$

donde, con base molar, el cambio de entropía para la reacción resulta

$$S^\circ_{rp} = n_p\bar{s}^\circ_p - \sum_r (n_i\bar{s}^\circ_i);$$

$\bar{s}_p^\circ$ es la entropía absoluta del producto (compuesto) del que se desea su función de Gibbs de formación, y la suma comprende todos los elementos $i$ de los reactivos; $\bar{s}_i^\circ$ para cada reactivo es el valor estándar, a 1 atm y 77°F (25°C).

Considerando con más detalle la función de Gibbs, observe que, para un gas ideal, el cambio de $G$ con la presión (pero a temperatura constante) es $\Delta G = -T\Delta s$ pues $\Delta h = 0$, y por la ecuación (6-13), $\Delta \bar{s} = -\bar{R} \ln p_2/p_1$. Si se conoce $\bar{G}^\circ$ en el estado estándar, entonces a cualquier otra presión se tiene

(13-14) $$\bar{G}_i \,(\text{a } p_i) = \bar{G}_i^\circ + \bar{R}T^\circ \ln p_i$$

para $p_i$ atm. Observe que si (13-14) se aplica a un *elemento* estando $\bar{G}_i$ medida a partir de la base definida para la función de Gibbs de formación, $(\Delta \bar{G}_f^\circ)_i = 0$. De (13-14) se deduce que para una mezcla de $i$ componentes gaseosos ideales (§12.4) la función de Gibbs de la mezcla es

(c) $$G_m^\circ = \sum_i n_i \bar{G}_i = \sum_i n_i(\bar{G}_i^\circ + \bar{R}T^\circ \ln p_i)$$

a la temperatura estándar y cada componente a su presión parcial $p_i$; se tiene que $p_m = \Sigma p_i$. Por el mismo razonamiento, si se conoce $\bar{G}_i'$ a una temperatura $T'$ y a una presión de 1 atm, el valor a cualquier otra presión es

(13-15) $$\bar{G}_i = \bar{G}_i' + \bar{R}T' \ln p_i$$

(13-16) $$G_m' = \sum_i n_i(\bar{G}_i' + \bar{R}T' \ln p_i)$$

donde $p_i$ atm es la presión del $i$-ésimo componente y la temperatura es $T'$.*

## 13.34 REACCIONES REVERSIBLES

Imaginemos 1 mol de $H_2$ y medio mol de $O_2$ en una cámara de reacción a valores típicos de temperatura y presión atmosférica. Cualquier reacción que ocurra será conforme a

(a) $$H_2 + \tfrac{1}{2}O_2 \rightarrow H_2O$$

Sin embargo, hasta donde indica cualquier medición normal, no sucede nada. Realmente después de cierto tiempo, algo de $H_2$ y de $O_2$ se reunirá de modo que se formarán unas cuantas moléculas de $H_2O$; el número puede ser calculado para una mezcla en equilibrio, aun si no se pudiera medir. Considere que la temperatura se eleva en algunos cientos de grados. Mayor cantidad de $H_2O$ se forma y la cantidad pronto será detectable cuando se incremente la temperatura. A una temperatura particular, la mezcla de equilibrio consiste en una cierta cantidad de cada uno de los reactivos y productos (mediante un juicioso empleo de un catalizador, la reacción se puede promover, como en una celda de combustible.) Observemos que aun si los reactivos no están en proporciones estequiométricas, por ejemplo, estando duplicada la

* Una práctica común en las publicaciones técnicas es utilizar el símbolo $G^\circ$ (o $F^\circ$) para la función de Gibbs a cualquier temperatura y a la presión de 1 atm; el estado estándar es para 1 atm y una temperatura cualquiera. Considerando nuestra aplicación limitada, el superíndice ° denota también la temperatura estándar, 25°C. Para trabajos extensos en esta área se dispone de valores tabulados de entropía, entalpia y funciones de Gibbs de formación, en función de la temperatura.

cantidad de $H_2$, cualquier reacción que ocurra estará siempre de acuerdo con la ecuación **(a)** —dos moléculas de $H_2$ y una de $O_2$ desaparecen por cada dos moléculas formadas de $H_2O$. Cuando la mezcla llegue a una condición de equilibrio químico, $H_2$ y $O_2$ pueden aún reaccionar para producir $H_2O$, pero una cantidad igual se disocia en $H_2$ y $O_2$; la reacción **(a)** se realiza entonces en uno u otro sentidos y es así una reacción reversible, lo cual se escribe como

(13-17) $$H_2 + \tfrac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons H_2O(g)$$

para todas las sustancias en fase gaseosa. Si se cambia la proporción de los reactivos y si se incluyen los gases inertes, la extensión de la reacción será diferente a una temperatura y a una presión total particulares, pero la reacción de equilibrio permanece como se da en la ecuación (13-17). Otras ecuaciones de equilibrio que serán útiles son

(13-18) $$CO + \tfrac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO_2$$

(13-19) $$CO_2 + H_2 \rightleftharpoons CO + H_2O \quad \text{[REACCION DEL GAS DE AGUA]}$$

Vea también la sección B 32. Las reacciones de equilibrio con frecuencia se indican con el signo igual, como $N_2 = 2N$, $H_2 = 2H$, etc.

Para examinar un aspecto de interés, consideremos la reacción del octano en el aire, expresada como sigue:

**(b)** $$C_8H_{18} + aO_2 + bD_r \rightarrow cCO_2 + dCO + eH_2O + fH_2 + gO_2 + hD_p$$

donde $D_r$ representa a todos los componentes en dilución de los reactivos (principalmente el $N_2$) y $D_p$ a todos los otros componentes en los productos (de nuevo, sobre todo el $N_2$, pero es probable que haya muchos otros, por ejemplo: C, N, O, H, $CH_4$, NO, $O_3$, $NO_2$, $NH_3$, $C_2N_2$, OH, etc.) La mayor parte de estos componentes estáran en cantidades tan pequeñas que resultan despreciables para la mayoría de los cálculos de ingeniería (pero no sucede necesariamente así, como en los problemas del "smog"). Supongamos que la temperatura y el $O_2$ disponible son tales que no queda $C_8H_{18}$, y considérense los productos como se muestra en un sistema aislado en equilibrio a $p$ y $T$ constantes. En este caso ocurren todas las reacciones de equilibrio de las ecuaciones (13-17) y (13-19), y muchas otras. Cuando una molécula de $CO_2$ se combina con una de $H_2$ para formar CO y $H_2O$, ecuación (13-19), tiene lugar la reacción opuesta, o bien, ocurrirá pronto. Las siguientes son algunas reacciones típicas de las numerosas otras reacciones reversibles que se producen: $O_2 = 2O$, $H_2O = \tfrac{1}{2} H_2 + OH$, $N_2 + O_2 = 2NO$, etc.

Cuando se supone una simple reacción estequiométrica, §13.6, los balances atómicos para las diferentes especies atómicas proporcionan suficientes condiciones para evaluar todas las incógnitas. Sin embargo, en la ecuación **(b)** hay más incógnitas que la que se puedan hallar por balances atómicos; por consiguiente, se deben obtener condiciones adicionales, como se explica a continuación.

## 13.35 CONDICION PARA EQUILIBRIO QUIMICO, GASES IDEALES

Suponga que se coloca una cierta cantidad de reactivos $A$ y $B$ en una cámara de reacción que se mantendrá a $p$ y $T$ constantes (considere, si desea, que $A$ y $B$ son $H_2$ y $O_2$). Antes de que suceda algo, la función de Gibbs, $G_m$, de esta mezcla se calcula y se sitúa en la gráfica en $r$, figura 13/10. Puede ahora suponer las diferentes proporciones de los

componentes de reactivos y de productos, y hallar el valor correspondiente de $G_m$. En $p$, el valor de $G_m$ es aquel para el que la mezcla es de productos solamente; por ejemplo, $X$ y $Y$. La observación significativa es que la curva muestra un mínimo, definido por $dG_m = 0$. Una reacción espontánea puede efectuarse a lo largo de *rdc*, pero no más allá, debido a que la segunda ley dice que no puede ocurrir una reacción espontánea en la que aumente $G$, §5.26. Esta observación es significativa cuando $\Delta G$ se utiliza como criterio en lo que respecta a la probabilidad de una reacción considerando cantidades especificadas de productos.

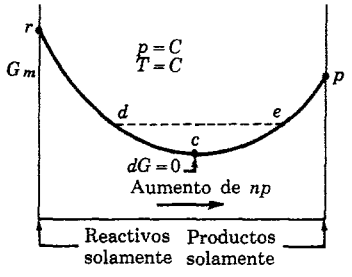



**Fig. 13/10.** *Variación de la función de Gibbs con el cambio de composición de la mezcla.* Observe que $\Delta G_{(d \text{ hasta } e)} = 0$, pero que esta reacción no es una de equilibrio, puede sólo llegar hasta *c*. Para las $p$ y $T$ especificadas, el punto *c* representa también el estado de entropía máximo, de acuerdo con la segunda ley.

Supongamos que se representan todas las ecuaciones de equilibrio (a $T$ y $p$ constantes) por

**(a)** $$\nu_a A + \nu_b B + \cdots = \nu_x X + \nu_y Y + \cdots$$

donde el número de reactivos $A$, $B$ y de productos $X$, $Y$ puede resultar mayor o menor que dos. Ahora consideremos que reacciona una pequeña cantidad $dn_a$, de moles de $A$; las cantidades correspondientes de $B$, $X$, $Y$, etc., son $dn_b$, $dn_x$,$dn_y$, etc. Note que estas cantidades en reacción son proporcionales a los coeficientes estequiométricos en la ecuación **(a)**, como se explicó antes; esto es, $dn_b/dn_a = \nu_b/\nu_a$, $dn_x/dn_a = \nu_x/\nu_a$, $dn_y/dn_a = \nu_y/\nu_a$. Por conveniencia, suponga que hay dos de cada uno, de reactivos y de productos, escriba la expresión para el cambio de $G$ en el caso de la reacción $dn$, y opere como sigue:

**(b)** $$dG_{rp} = \bar{G}_x\, dn_x + \bar{G}_y\, dn_y - \bar{G}_a\, dn_a - \bar{G}_b\, dn_b$$

**(c)**
$$\frac{dG_{rp}}{dn_a} = \bar{G}_x \frac{dn_x}{dn_a} + \bar{G}_y \frac{dn_y}{dn_a} - \bar{G}_a - \bar{G}_b \frac{dn_b}{dn_a}$$
$$= \bar{G}_x \frac{\nu_x}{\nu_a} + \bar{G}_y \frac{\nu_y}{\nu_a} - \bar{G}_a - \bar{G}_b \frac{\nu_b}{\nu_a}$$

Multiplique la ecuación **(c)** por $\nu_a\, dn_a$ e iguale a cero, ya que en el equilibrio térmico $dG_{rp} = 0$.

**(b)** $$\nu_a\, dG_{rp} = dn_a(\nu_x \bar{G}_x + \nu_y \bar{G}_y - \nu_a \bar{G}_a - \nu_b \bar{G}_b) = 0$$

Puesto que $dn_a \neq 0$ la parte entre paréntesis debe ser igual a cero. Considere que la temperatura durante la reacción es un valor $T'$ y sustituya para cada una de las $G$ en el paréntesis, su valor de la ecuación (13-15);

**(e)**
$$\nu_x \bar{G}'_x + \nu_x \bar{R} T' \ln p_x + \nu_y \bar{G}'_y + \nu_y \bar{R} T' \ln p_y$$
$$- \nu_a \bar{G}'_a - \nu_a \bar{R} T' \ln p_a - \nu_b \bar{G}'_b - \nu_b \bar{R} T' \ln p_b = 0$$

Represente por $G'_{rp}$ el cambio total en $G$ con cada componente al estado estándar de 1 atm y con temperatura $T'$;

**(f)** $$G'_{rp} = \nu_x \bar{G}'_x + \nu_y \bar{G}'_y - \nu_a \bar{G}'_a - \nu_b \bar{G}'_b$$

De la ecuación **(e)** se tiene entonces

(13-20) $$G'_{rp} = -T'\bar{R} \ln \frac{p_x^{\nu_x} p_y^{\nu_y}}{p_a^{\nu_a} p_b^{\nu_b}} \quad \text{o bien} \quad G'_{rp} = -T'\bar{R} \ln K_p$$

donde $K_p$ se llama ***constante de equilibrio de presión*** y las presiones $p_x, p_y, p_a, p_b$ son las presiones reales de los componentes particulares en la mezcla real de gases, por ejemplo en los productos de la ecuación **(b)**, §13.34, y $\nu_i$ es el número de moles del componente $i$ en la ecuación de equilibrio; por ejemplo, ecuaciones (13-17) a la (13-19). La constante de equilibrio $K_p$ está definida por

(13-21) $$K_p = \frac{p_x^{\nu_x} p_y^{\nu_y}}{p_a^{\nu_a} p_b^{\nu_b}} = \frac{\prod_j p_j^{\nu_j}}{\prod_i p_i^{\nu_i}}$$

donde la segunda forma generaliza la definición para cualquier número de componentes, $j$ representa "productos" e $i$ que indica "reactivos", todas las $i$ y las $j$ son gases ideales. Los "productos" y los "reactivos" *son definidos por la ecuación de equilibrio*. La constante de equilibrio no es igual para

**(g)**
$$CO_2 = CO + 0.5O_2 \quad \text{con respecto de} \quad CO + 0.5O_2 = CO_2$$
$$[K_{p1}] \qquad\qquad [K_{p2}]$$

pues los reactivos y los productos han intercambiado lugares. Evidentemente, $K_{p2} = 1/K_{p1}$; se deduce así que $\log K_{p2} = \log(1/K_{p1}) = -\log K_{p1}$. El logaritmo de la constante de equilibrio $\log K_{p1}$, para $\frac{1}{2} O_2 = 0$ es la mitad de $\log K_{p2}$ para la ecuación de equilibrio $O_2 = 2O$; o sea, $2 \log K_{p1} = \log K_{p2}$, o bien, $K_{p2} = K_{p1}^2$.

La definición de la constante de equilibrio proporciona condiciones adicionales que se pueden utilizar para determinar coeficientes desconocidos en la ecuación química, por ejemplo **(b)**, §13.34. Así pues, dos ecuaciones de equilibrio independientes hacen posible la determinación de dos coeficientes más que se pueden hallar a partir sólo de balances atómicos, un enunciado que será más evidente si se expresan las presiones parciales en función de la presión total $p_m$.

De las ecuaciones (12-2) y (6-10) se tiene la fracción volumétrica del $j$-ésimo componente en una mezcla de gases como

**(h)** $$X_j = \frac{p_j}{\sum_j p_j} = \frac{p_j}{p_m} = \frac{n_j}{\sum_j n_j} \quad \text{o bien} \quad p_j = \frac{n_j}{\sum n_j} p_m = \frac{n_j}{\sum n} p_m$$

donde la forma final se escribe simplemente por conveniencia en las operaciones. Considere que la ecuación de la reacción está representada por

**(i)** $$C_8H_{18} + aO_2 + bD_r \rightarrow n_a A + n_b B + n_x X + n_y Y + n_0 O + n_d D_p$$

Entonces $\Sigma n_j = n_a + n_b + \cdots$ para todos los coeficientes en el lado de los productos. Empleando el valor de $p_j$ de **(h)** en la ecuación (13-21) se obtiene

**(j)** $$K_p = \frac{[(n_x/\Sigma\, n)p_m]^{\nu_x}[(n_y/\Sigma\, n)p_m]^{\nu_y}}{[(n_a/\Sigma\, n)p_m]^{\nu_a}[(n_b/\Sigma\, n)p_m]^{\nu_b}} = \frac{n_x^{\nu_x} n_y^{\nu_y}}{n_a^{\nu_a} n_b^{\nu_b}} \left(\frac{p_m}{\Sigma\, n}\right)^{\nu_x+\nu_y-\nu_a-\nu_b}$$

En términos de la fracción volumétrica $X$ en la ecuación **(h)**, la ecuación **(j)** se reduce a

**(k)** $$K_p = \frac{X_x^{\nu_x} X_y^{\nu_y}}{X_a^{\nu_a} X_b^{\nu_b}} (p_m)^{\nu_x+\nu_y-\nu_a-\nu_b}$$

En general, el exponente de $p_m$ para cualquier número de reactivos y productos es la suma algebraica de las $\nu$, considerando negativas las $\nu$ para los reactivos de la ecuación de equilibrio, suma que se simboliza por $\Sigma\nu$.

El grado de disociación de los productos en una ecuación de combustión depende de la temperatura, lo que significa que, en un análisis técnico o de ingeniería, se debe tomar una decisión en cuanto a la imposición de la mezcla. Tal decisión se basa en la experiencia, y al realizarla se practica el arte de la ingeniería. Por ejemplo, la temperatura debe ser más bien alta para que la reacción $\frac{1}{2}O_2 = 0$ sea significativa. En lo que respecta a los balances de energía, la disociación de $CO_2$ es importante por encima de los 3 500°F (1 927°C) y la del $H_2O$, arriba de los 4 500°F (2 482°C).

### 13.36 Ejemplo— Disociación del $CO_2$

Una cierta cantidad de monóxido de carbono se quema en un 200% de aire ideal durante un proceso de flujo constante a $p_m = 5$ atm. Si la temperatura de los productos se mantiene en 5 400°R (3 000 K), ¿cuál es el calor transmitido (a) cuando los reactivos entran al proceso a 77°F (25°C), y (b) cuando dichos reactivos entran a la temperatura de 2 540°F (1 933°C)?

**Solución.** (a) Antes de que pueda calcularse el calor, se debe determinar la composición de los productos. En B 32 hallamos $\log K_p = 0.485$ para la siguiente reacción de equilibrio a 3 000°K:

**(a)** $$CO + 0.5O_2 = CO_2$$

De esta ecuación se ve que la cantidad estequiométrica de $O_2$ es 0.5 mol; por consiguiente, para el 200% de aire habrá 1 mol de $O_2$ por mol de CO. Se puede suponer entonces que la reacción para todos los componentes gaseosos es

**(b)** $$CO + O_2 + 3.76N_2 \rightarrow n_1CO_2 + n_2CO + n_3O_2 + 3.76N_2$$

Los moles totales de productos son $\Sigma n_j = n_1 + n_2 + n_3 + 3.76$. Utilizando los balances de carbono y oxígeno,

**(c)** $$\text{C:}\quad 1 = n_1 + n_2 \qquad O_2\text{:}\quad 1 + 2 = 2n_1 + n_2 + 2n_3$$

se halla que

**(d)** $$n_1 = 1 - n_2 \quad \text{y} \quad n_3 = \frac{1 + n_2}{2}; \qquad \text{también} \qquad \Sigma\, n_j = 5.26 + 0.5n_2$$

donde los coeficientes $n_1$ y $n_2$ se expresan en función de $n_2$, que es la cantidad de moles de CO en los

productos, y en este contexto se denomina ***grado de disociación*** ($n_1$ se llamaría ***grado*** o ***magnitud de la reacción***). Las diversas presiones parciales, con $n_1$ y $n_3$ de la ecuación **(d)**, son:

**(e)** $$p(CO_2) = \frac{n_1}{\Sigma n_j} p_m = \frac{n_1 p_m}{5.26 + 0.5n_2} = \frac{(1 - n_2)5}{5.26 + 0.5n_2}$$

**(f)** $$p(CO) = \frac{n_2 p_m}{5.26 + 0.5n_2} = \frac{n_2 5}{5.26 + 0.5n_2}$$

**(g)** $$p(O_2) = \frac{n_3 p_m}{5.26 + 0.5n_2} = \frac{(1 + n_2)5}{2(5.26 + 0.5n_2)}$$

De $\log K_p = 0.485$, tenemos $K_p = 10^{0.485} = 3.055$. Observe que tabulando $\log K_p$ en lugar de $K_p$ se reduce considerablemente el intervalo de números, y no obstante se puede hallar con facilidad $K_p$. Sustituyendo los valores anteriores en la ecuación (13.21) para evaluar $K_p$ y tomando los exponentes $\nu$ de la ecuación **(a)**, se obtiene

$$K_p = 3.055 = \frac{p(CO_2)}{[p(CO)][p(O_2)]^{1/2}}$$

**(h)** $$= \left[\frac{(1 - n_2)5}{5.26 + 0.5n_2}\right]\left[\frac{5.26 + 0.5n_2}{5n_2}\right]\left[\frac{2(5.26 + 0.5n_2)}{(1 + n_2)5}\right]^{1/2}$$

En el caso del problema considerado se simplifica esta ecuación y se resuelve por aproximaciones sucesivas para evaluar $n_2$; por ejemplo de

**(i)** $$3.055 = \frac{1 - n_2}{n_2}\left[\frac{10.52 + n_2}{5(1 + n_2)}\right]^{1/2}$$

Después de varios ensayos, se halla que $n_2 = 0.297$ satisface aproximadamente **(i)**. De las ecuaciones **(d)**, $n_1 = 0.703$ y $n_3 = 0.6485$. La ecuación de la reacción **(b)** queda ahora

**(j)** $$CO + O_2 + 3.76N_2 \rightarrow 0.703CO_2 + 0.297CO + 0.6485O_2 + 3.76N_2$$

Un balance de entalpia para el proceso se muestra en la figura 13/11, donde $\bar{h}_1 = \bar{h}^\circ$ debido a que los reactivos entran a 77°F (25°C); los moles de aire son 1 + 3.76 = 4.76. Las entalpias de formación, como se indicó, son probablemente más seguras y más convenientes que los valores de poder calorífico cuando no intervienen cantidades estequiométricas; los valores de $\bar{h}_2$ a 5 400°R (3 000 K) son obtenidos por extrapolación de las tablas de gas; los valores de $\Delta\bar{h}_f^\circ$ provienen de B 11. Sustituyendo en las expresiones del diagrama de la figura 13/11, se tiene que las entalpias de salida son

| | | |
|---|---|---|
| $CO_2$: | $0.703(-169\,293 + 69\,975.9 - 4\,030.2)$ | $= -72\,653$ |
| CO: | $0.297(-47\,560 + 43\,951.8 - 3\,729.5)$ | $= -2\,179$ |
| $O_2$: | $0.6485(45\,872.2 - 3\,725.1)$ | $= +27\,332$ |
| $N_2$: | $3.76(43\,612.9 - 3\,729.5)$ | $= +149\,962$ |
| Entalpia total saliente | | $= +102\,462$ Btu/lbmol CO |

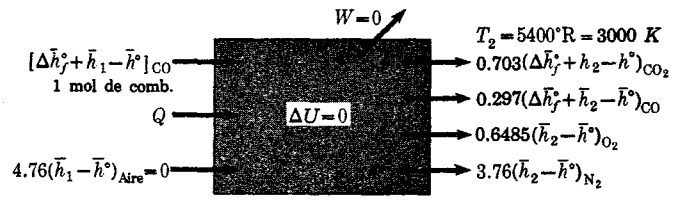



**Fig. 13/11.** Diagrama de energía en el que se utilizan entalpias de formación.

De los balances de entalpia de la figura 13/11 y para $\Delta h_f^\circ = -47\,560$ para el CO entrante,

$$Q = H_p - H_R = 102\,462 - (-47\,560) = 150\,022 \text{ Btu/lbmol CO}$$

o bien, 150 022/28 = 5 358 Btu/lb (ó 2 977 kcal/kg) CO. El signo positivo indica que el calor se debe agregar a este sistema para mantener $T_2$ en 5 400°R. También se deduce que si se fuera a investigar la temperatura de combustión adiabática, $Q$ debe ser cero y el siguiente supuesto de $T_2$ debe ser sustancialmente menor que 5 400°R (3 000 K).

(b) El hecho de que los *reactivos* se calientan a 2 540°F ≈ 3 000°R = 1 666.7 K no afecta las presiones parciales de los productos, la constante de equilibrio y el porcentaje de cada componente en los productos. Por tanto, el único efecto es que los reactivos entran al sistema con mayor entalpia que antes. Cuando se mide a partir de la referencia a 77°F, la entalpia entrante $H_R$ a 3 000°R se obtiene de la ecuación (13-13):

$$\text{CO:} \quad -47\,560 + 22\,973.4 - 3\,725.1 = -28\,312$$

$$\text{Aire:} \quad (4.76)(29)(790.68 - 128.34) = +91\,429$$

para lo cual $H_R = +63\,117$ Btu/lbmol (35 068 kcal/kgmol) CO. En este caso, $Q$ para el sistema de la figura 13/11 es

$$Q = 102\,462 - 63\,117 = +39\,345 \text{ Btu/lbmol CO}$$

O sea, 21 860 kcal/kgmol (CO).

### 13.37 Ejemplo—Efecto de la presión sobre la disociación de $CO_2$

Halle la composición de los productos de combustión de la reacción vista en el ejemplo anterior cuando $p_m$ = 1 atm (en vez de 5 atm).

**Solución.** La constante de equilibrio, que es función de la temperatura solamente, es la misma de antes: $K_p = 3.055$. Las presiones parciales están dadas por las mismas ecuaciones, con $p_m = 1$. La sustitución de estas presiones en la ecuación (13-21) da

**(a)**
$$3.055 = \frac{1 - n_2}{n_2}\left[\frac{10.52 + n_2}{1 + n_2}\right]^{1/2}$$

$n_2 = 0.472$ casi satisface esta ecuación. Los productos son, por consiguiente, 0.528 ($CO_2$), 0.472(CO), 0.736($O_2$), 3.76($N_2$). Observe que la magnitud de la reacción para la conversión de CO hasta $CO_2$ es mayor a la presión más elevada del ejemplo anterior, 0.703($CO_2$) en comparación con 0.528($CO_2$). Si ocurre la reacción en el 100% de aire ideal, el grado de la reacción no será tan grande como con exceso de aire. Intente la demostración. Asimismo, para lograr mayor experiencia en el criterio de ingeniería, compruebe §13.36 sin considerar $N_2$.

### 13.38 Ejemplo—Disociación de $H_2O$

Si el $H_2O(g)$ puro se calienta a 5 000°R (2 778 K) y se mantiene ahí a la presión de 1 atm, ¿cuál es la composición de equilibrio si sólo hay $H_2O$, $H_2$ y $O_2$?

**Solución.** Cuando ocurre disociación (y así es), la composición de los productos es

**(a)** $$H_2O(g) \rightarrow n_1H_2O(g) + n_2H_2 + n_3O_2$$

si la disociación de $O_2$ es despreciable. Considere los balances atómicos y despeje las fracciones molares en función de, por ejemplo, $n_2$; resulta así

**(b)** $$H_2: \quad 2 = 2n_1 + 2n_2 \qquad n_1 = 1 - n_2$$

**(c)** $$O_2: \quad 1 = n_1 + 2n_3 \qquad n_3 = \frac{n_2}{2}$$

A partir del número total de moles y $p_m = 1$, se obtiene

**(d)** $$\sum n_j = n_1 + n_2 + n_3 = 1 + \frac{n_2}{2} = \frac{2 + n_2}{2}$$

**(e)** $$p(H_2O) = \frac{n_1 p_m}{\sum n_j} = \frac{2(1 - n_2)}{2 + n_2}$$

**(f)** $$p(H_2) = \frac{2n_2}{2 + n_2} \qquad p(O_2) = \frac{2n_3}{2 + n_2} = \frac{n_2}{2 + n_2}$$

en el caso de la reacción de equilibrio de la ecuación (13-17) se halla en B 32 que $\log K_p = 1.697$ (utilice 1.7) a 2 778 K; $K_p = 10^{1.7} = 50$. Luego

**(g)** $$K_p = 50 = \frac{p(H_2O)}{p(H_2)[p(O_2)]^{1/2}} = \left[\frac{2(1 - n_2)}{2 + n_2}\right]\left[\frac{2 + n_2}{2n_2}\right]\left[\frac{2 + n_2}{n_2}\right]^{1/2}$$

donde los exponentes de las presiones parciales están dados por la reacción de equilibrio, ecuación (13-17). Como simplificación para una solución de ensayo, se podría emplear

**(h)** $$50 = \frac{1 - n_2}{n_2}\left(\frac{2 + n_2}{n_2}\right)^{1/2}$$

para $n_2 = 0.0885$; esta ecuación es casi satisfecha y la composición resulta $0.9115(H_2O)$, $0.088(H_2)$ y $0.0443(O_2)$. Observemos que aun a esta temperatura, la disociación de $H_2O$ no es muy grande.

## 13.39 CAMARA DE EQUILIBRIO DE VAN'T HOFF

Será de gran ayuda formar una imagen física de los procesos ideales a partir de las conclusiones de §13.35. La figura 13/12 representa una cámara de reacción de equilibrio, la cual se mantiene a presión constante $p_m$, y la reacción se efectúa desde, y hasta una temperatura $T'$. Los componentes $A$ y $B$ entran en la cámara a través de membranas *semipermeables*, las que permiten el paso de un solo componente. Las membranas semipermeables en el lado derecho dejan el paso de $X$, $Y$ solamente.*

* Existen, desde luego, membranas semipermeables ideales, pero también muchas membranas reales, con grados variables de efectividad. Hay muchas en la materia viva, incluyendo en los humanos. Las membranas permeables a iones positivos y las membranas permeables a iones negativos son partes necesarias de un sistema de desalinización de agua de mar. El hecho de que una lámina caliente de paladio es (virtualmente) permeable sólo al hidrógeno proporciona un medio de producir $H_2$ de alta pureza; por ejemplo, a partir de gases de refinería. Los detalles de los intercambios de masa no se conocen con certeza.

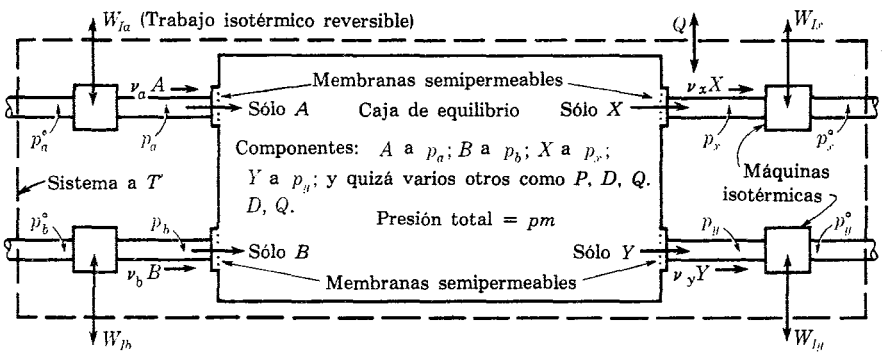



**Fig. 13/12.** *Cámara de equilibrio de Van't Hoff.* Reacción de equilibrio. $\nu_a A + \nu_b B \rightleftharpoons \nu_x X + \nu_y Y$. $A$ y $B$ entran en la cámara estrictamente en proporciones estequiométricas: $\nu_a$ de $A$; asimismo, $X$ y $Y$ salen en proporciones también estequiométricas; la masa de cada elemento contenido en la cámara permanece sin cambio; flujo constante, $\Delta K = 0$. Por $x$ sólo pasa el gas $X$; etc.

Supongamos que se conocen las propiedades de los componentes a una presión estándar, por ejemplo, $p_m = 1$ atm. Las máquinas isotérmicas, figura 13/12, que pueden ser compresores o expansores, proporcionan el trabajo necesario para cambiar la presión original de los componentes $p^\circ$ a la presión parcial del mismo componente en la cámara, un aumento o una disminución como se requiera. El trabajo de un proceso isotérmico en el caso de un gas ideal, por la sección 7.12, es $W = n\bar{R}T \ln (p_1/p_2)$ para $n$ moles. En consecuencia, el trabajo neto del sistema en la figura 13/12 ($\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$, pero se pueden incluir si son significativas) es la suma de los trabajos; con la factorización de $\bar{R}T'$,

**(a)**
$$W = \bar{R}T'\left[\ln\left(\frac{p_a^\circ}{p_a}\right)^{\nu_a} + ln\left(\frac{p_b^\circ}{p_b}\right)^{\nu_b} + ln\left(\frac{p_x}{p_x^\circ}\right)^{\nu_x} + ln\left(\frac{p_y}{p_y^\circ}\right)^{\nu_y}\right]$$

$$= \bar{R}T'\left[\ln\frac{p_x^{\nu_x}p_y^{\nu_y}}{p_a^{\nu_a}p_b^{\nu_b}} - \ln\frac{(p_x^\circ)^{\nu_x}(p_y^\circ)^{\nu_y}}{(p_a^\circ)^{\nu_a}(p_b^\circ)^{\nu_b}}\right]$$

Si todas las presiones $p^\circ$ son iguales a la unidad (1 atm) como se indicó anteriormente, el segundo "ln" es cero y la ecuación **(a)** es igual a la (13-20), pues el trabajo máximo (o el mínimo negativo) en el proceso reversible global es $-G'_{rp}$ (§13.33). Una u otra deducción indica que no interviene una reacción de equilibrio particular en lo que respecta a la presencia de otras sustancias, incluyendo los catalizadores (los cuales afectan a la velocidad de reacción).

## 13.40 CONSTANTE DE EQUILIBRIO

Como se mencionó con anterioridad, la constante de equilibrio de presión en el caso de gases ideales es función de la temperatura solamente. Esto se ve en la ecuación (13-20) donde, por conveniencia, se han suprimido los acentos (o primas) de las literales

(13-20)
$$\ln K_p = -\frac{G_{rp}}{T\bar{R}} \quad \text{o bien} \quad K_p = \exp\left(-\frac{G_{rp}}{T\bar{R}}\right)$$

$G_{rp}$ es el cambio en la función de Gibbs para una reacción estequiométrica, en la que cada componente puro está a 1 atm y a una temperatura $T$; en la terminología técnica se llama a esto función de Gibbs (o de energía libre) estándar a la temperatura $T$. La ecuación (13-20) se puede utilizar para la determinación de $K_p$ a partir de una $G_{rp}$ conocida, o bien, una $G_{rp}$ a partir de una $K_p$ que se conozca.

Consideremos que $h_{rp}$ representa la entalpia de la reacción por mol de reactivo (a $T = C$), y en forma semejante, $\bar{s}_{rp}$ para la entropía. Luego, puesto que el cambio de la función de Gibbs a la temperatura $T$ es $\Delta G_T = \Delta H - T\,\Delta S$, se tiene que $\bar{G}_{rp} = \bar{h}_{rp} - T\bar{s}_{rp}$. Este valor de $\bar{G}_{rp}$ en (13-20) da

**(a)**
$$\ln K_p = -\frac{\bar{h}_{rp}}{\bar{R}T} + \frac{\bar{s}_{rp}}{\bar{R}}$$

Si se deriva esta ecuación con respecto a $T$ queda

**(b)**
$$\frac{d \ln K_p}{dT} = \frac{\bar{h}_{rp}}{\bar{R}T^2} - \frac{\bar{h}_{rp}}{\bar{R}T\,dT} + \frac{d\bar{s}_{rp}}{\bar{R}\,dT}$$

De la ecuación (4-15), $T\,dS = dH - V\,dp$, se obtiene $T\,dS = dH$ para $p = C$ o en el caso de la reacción, $T\bar{s}_{rp} = \bar{h}_{rp}$. Si este valor de $\bar{h}_{rp}$ se sustituye en la ecuación **(b)**, los dos últimos términos se cancelan al ser numéricamente iguales pero de signo contrario; por consiguiente,

(13-22)
$$d \ln K_p = -\frac{\bar{h}_{rp}}{\bar{R}T^2}\,dT \quad \text{o bien} \quad \frac{d \ln K_p}{d(1/T)} = -\frac{\bar{h}_{rp}}{\bar{R}}$$

Puesto que $\bar{h}_{rp}$ no varía rápidamente con la temperatura, la ecuación (13-22) se puede integrar para diferencias pequeñas de temperatura manteniendo constante a $\bar{h}_{rp}$. La segunda forma de (13-22) muestra que si $\bar{h}_{rp}$ es constante, una gráfica de $\ln K_p$ en función de $1/T$ es una recta con pendiente negativa para reacciones exotérmicas; los valores $K_p$ a menudo se dan en forma gráfica en las publicaciones técnicas, sobre esta base. Integrando (13-22) desde el estado 1 hasta el estado 2, se tiene

**(c)**
$$\ln K_{p2} - \ln K_{p1} = \ln \frac{K_{p2}}{K_{p1}} = -\frac{\bar{h}_{rp}}{\bar{R}}\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)$$

donde, por ejemplo, $K_{p2}$ a $T_2$ es posible determinar si se conocen $\bar{h}_{rp}$ y $K_{p1}$.

Como se observó, las aplicaciones anteriores requieren una constante de equilibrio para cada reacción a la temperatura de esta última. Como el número de reacciones posibles con elementos y compuestos relativamente comunes es muy grande, y puesto que el número de reacciones en general es interminable, se hallan en la información técnica[0.22] tabulaciones de la constante de equilibrio de compuestos y de otras sustancias. Dicha constante en el caso de un compuesto, por ejemplo, es el equilibrio químico entre el compuesto y los *elementos* a partir de los cuales se forma aquel. Observe, para este caso, la ecuación de equilibrio (13-17); la constante de equilibrio para esta reacción a la temperatura $T$ es la constante que corresponde al compuesto $H_2O$ a dicha temperatura $T$. Si la reacción implica compuestos en reactivos $i$ y productos $j$ a una temperatura particular, entonces

(13-23)
$$\log(K_p)_{\text{reacción}} = \sum_p \log (K_p)_j - \sum \log (K_p)_i$$

donde los elementos estables tienen cero constantes de equilibrio.

### 13.41 Ejemplo—Constante de equilibrio a partir de $\Delta G_f$

(a) Determinar log $K_p^\circ$ a 77°F ($\approx$ 298 K) para la reacción

(13-17) $$H_2 + \tfrac{1}{2}\,O_2 \rightleftharpoons H_2O(g)$$

(b) Utilizando el valor hallado en (a), calcule log $K_p$ a 1 080°R (600 K), suponiendo $\bar{h}_{rp}$ constante.

**Solución.** (a) En el caso de la reacción dada, la función de Gibbs de la reacción $G_{rp}^\circ$ es la misma que la función de Gibbs de formación $\Delta G_f^\circ$, puesto que los reactivos son elementos, cada uno en el estado estándar. En consecuencia, de B 11, se halla $\Delta \bar{G}_f^\circ = \bar{G}_{rp}^\circ = -98\,344$ Btu/mol; entonces a 537°R (298 K), aproximadamente 77°F (25°C), se obtiene de (13-20)

(a) $$\log K_p^\circ = \frac{\ln K_p^\circ}{2.3026} = -\frac{\bar{G}_{rp}^\circ}{2.3026 T^\circ \bar{R}} = \frac{98\,344}{(2.3026)(537)(1.986)} = 40$$

(b) Divídase cada término de la ecuación (c), §13.40, entre 2.3026 para convertir logaritmos naturales a logaritmo de base de 10, y así

$$\log K_{p2} = \log K_p^\circ + \frac{-\bar{h}_{rp}}{2.3026\bar{R}}\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)$$

(b) $$= 40 + \frac{104\,036}{(2.3026)(1.986)}\left(\frac{1}{1\,080} - \frac{1}{537}\right) = 18.7$$

Las temperaturas deben ser $T$(°R) para $\bar{R}$ = 1.986 Btu/lbmol·°R; la entalpia de la reacción $\bar{h}_{rp}$ es para 1 lbmol de $H_2$[= −(2.016)(51 605), sección B 12], la misma que $\Delta \bar{h}_f^\circ$ para $H_2O$, sección B 11. El orden de esta aproximación se obtiene comparando las respuestas anteriores con valores dados en la sección B 32; o sea, 40.048 a 298 K ($\approx$536°R, o sea, 25°C), 18.633 a 600 K (1 080°R).

### 13.42 Ejemplo—Temperatura de combustión adiabática con disociación

Si $C_8H_{18}(g)$ se quema a flujo constante desde un estado 2 a 1 510°R y 25 atm de presión, en 200% de aire ideal, ¿cuál es la temperatura de combustión adiabática $T_3$?

**Solución.** Este problema no se resolverá completamente, pero se puede arrojar más luz sobre el tema formulando el problema y describiendo unos cuantos puntos más. En primer lugar, se decide cuáles productos son significativos. Si existe una magnitud apreciable de disociación para combustibles hidrocarbónicos, se debe suponer que hay CO, $H_2$ y con probabilidad OH, así como los productos usuales de una combustión completa. A temperaturas mayores que las que se obtendrán en forma adiabática en 200% de aire, las reacciones $\frac{1}{2}O_2 = O$, $\frac{1}{2}H_2 = H$, y $\frac{1}{2}N_2 + \frac{1}{2}O_2 = NO$ pueden ser significativas y también otras muchas. Para mantener los detalles en un mínimo, supondremos que la reacción es (para todos los gases):

(a) $$C_8H_{18} + 25O_2 + 94N_2 \rightarrow aCO_2 + bCO + cH_2O + dH_2 + eO_2 + 94N_2$$

Puesto que hay tres balances atómicos apropiados, el primer paso es evaluar tres de los coeficientes desconocidos en función de los otros dos. Para la mayor exactitud en las resoluciones inevitables

por tanteo, es necesario conservar los símbolos para los que serán los números más pequeños, y éstos es probable que resulten las cantidades disociadas, $b$ y $d$. Por consiguiente,

$$\text{C:} \quad 8 = a + b \quad a = 8 - b \qquad \text{H}_2\text{:} \quad 18 = 2c + 2d \quad c = 9 - d$$

$$\text{O}_2\text{:} \quad 50 = 2a + b + c + 2e \qquad \text{o bien} \qquad e = 12.5 + \frac{b + d}{2}$$

**(b)**
$$\sum_p n_j = a + b + c + d + e + 94 = 123.5 + \frac{b + d}{2}$$

Como se conoce la temperatura, hay ahora tres incógnitas $b$, $d$ y $T_3$. Las condiciones para dos de éstas se pueden encontrar de las constantes de equilibrio de dos reacciones de equilibrio independientes; verbigracia,

Reacción A: $\text{CO} + 0.5\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$ [ECUACION (13-18)]

Reacción B: $\text{CO}_2 + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$ [ECUACION (13-19)]

(Si se decidiera, por ejemplo, que el contenido de NO fuera significativo, sería necesaria una ecuación adicional de equilibrio.) Una de las tres condiciones necesarias debe ser el balance de energía en el caso de combustión adiabática, ya que este balance para $Q = 0$ expresa si se ha hallado la temperatura correcta o no. El procedimiento es suponer una temperatura, buscar los valores correspondientes de log $K_p$ para las reacciones de equilibrio implicadas, y determinar $b$ y $d$ (en este caso). Luego, conociendo la composición de los productos para la temperatura supuesta, los términos de la ecuación de energía se pueden evaluar como en la sección §13.36; si $H_p - H_R \neq 0$, consideremos otra temperatura y se repite la ecuación. Ver el balance de entalpia de la figura 13/13. Siguiendo este método suponga el valor $T_3 = 3\ 400°\text{R}$ (1 889 K) de la sección B 32 ($K_{pA}$ se refiere a la reacción $A$ anterior),

$$\log K_{pA} = 3.314 \qquad K_{pA} = 2\ 061 \qquad \log K_{pB} = 0.582 \qquad K_{pB} = 3.819$$

$$K_{pA} = \frac{p(\text{CO}_2)}{p(\text{CO})[p(\text{O}_2)]^{1/2}}$$

$$= \left[\frac{(8 - b)p_m}{123.5 + \dfrac{b + d}{2}}\right]\left[\frac{123.5 + \dfrac{b + d}{2}}{b_{pm}}\right]\left\{\frac{123.5 + \dfrac{b + d}{2}}{\left[12.5 + \dfrac{b + d}{2}\right]p_m}\right\}^{1/2}$$

**(d)**
$$2061 = \frac{8 - b}{b}\left\{\frac{123.5 + (b + d)/2}{[12.5 + (b + d)/2]p_m}\right\}^{1/2}$$

**(e)**
$$K_{pB} = \frac{p(\text{CO})p(\text{H}_2\text{O})}{p(\text{CO}_2)p(\text{H}_2)} = \frac{b(9 - d)}{(8 - b)d} = 3.819$$

Puesto que los exponentes son todos iguales a la unidad para la ecuación **(e)**, se cancelan $\Sigma n$ y $p_m$. Resuelvan estas ecuaciones simultáneamente para determinar $b$ y $d$; luego evalúe $a$, $c$ y $e$. Ahora bien, conociendo los moles de cada uno de los productos en la figura 13/13, calcule $H_R$ a $T_2 = 1\ 510°\text{R}$ (839 K), y $H_p$ al valor supuesto de $T_3 = 3\ 400°\text{R}$ (1 889 K); si $H_p - H_R$ no es cero, considere otra $T_3$ y repita luego la operación. Para el $C_8H_{18}$ de la figura 13/13, $\overline{C}_p$ *(Btu/°R·*lbmol) es el valor medio entre $T°$ y $T_2$; para fines de estimación se puede utilizar el valor de la sección B 1. (Vea también la tabla 1, pág. 55 .) Trate de conjeturar la respuesta esperada. Una técnica útil puede ser des-

pejar $b$, por ejemplo, de la ecuación de energía después de hacer $H_R = H_p$. Grafiquen los valores de $b$ en función de la temperatura, obteniendo una curva de las condiciones de equilibrio y otra de la ecuación de energía; un valor satisfactorio de $T_3$ probablemente estaría donde se cortan las curvas.

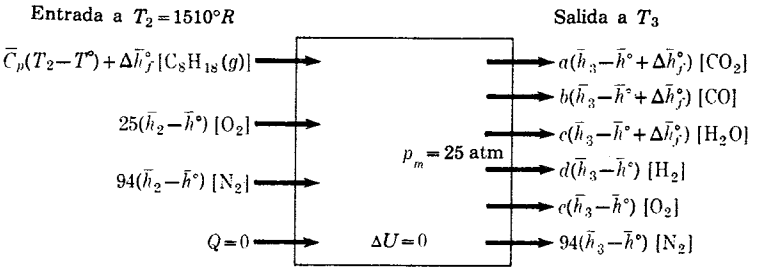



**Fig. 13/13.** *Cámara de combustión adiabática.*

Los datos de este ejemplo fueron elegidos a propósito para destacar el enunciado anterior de que la disociación para un exceso considerable de aire es insignificante. Formule un orden de magnitud de solución para $b$ a partir de **(d)** con $p_m = 25$ atm, y halle que $b$ es más o menos 0.0026 (y $d$ es más pequeño). En resumen, la temperatura es prácticamente la misma que se calculó con anterioridad sin considerar disociación.

## 13.43 FUGACIDAD Y ACTIVIDAD

Al tratar mezclas de otros elementos que no sean gases ideales, y que puedan experimentar un proceso químico, existen varios conceptos que son particularmente útiles. Aunque sale del alcance de este texto el investigar estas situaciones con detalle, resulta apropiado intentar que el lector capte conceptos que es posible que figuren muy complicados en otras partes, principalmente en la termodinámica química aplicada.

Recuerde que en la sección 10.15 se introdujo la propiedad de fugacidad $f$, como la definió G.N. Lewis,[1.18] y el diagrama $f/p$ del coeficiente de fugacidad generalizado, sección B 37. En el caso de gases imperfectos observamos que

$$d\bar{G} = \bar{R}T\, d(\ln f)$$

y

$$\bar{G} = \bar{R}T \cdot \ln f + C(T)$$

durante un cambio de estado a $T = C$.

Tratándose de fugacidades conocidas, la función de Gibbs a temperatura $T'$ queda entonces como

**(a)** $$\bar{G} = \bar{G}' + \bar{R}T' \ln f/f^\circ$$

donde $f^\circ = p^\circ$, un estado de referencia a una presión suficientemente baja de modo que la fugacidad y la presión son iguales a las de un gas ideal. Ahora bien, introduciendo la actividad $a = f/f^\circ$, la ecuación **(a)** queda

**(b)** $$\bar{G} = \bar{G}' + \bar{R}T' \ln a$$

donde las unidades de $(\bar{R}T')$ son las mismas que las de $G$. Por analogía con los resultados obtenidos en las ecuaciones (13-20) y (13-21) se escriben expresiones para constantes de equilibrio como

**(c)** $$K_a = \frac{a_x^{\nu_x} a_y^{\nu_y}}{a_a^{\nu_a} a_b^{\nu_b}} \quad \text{y} \quad K_f = \frac{f_x^{\nu_x} f_y^{\nu_y}}{f_a^{\nu_a} f_b^{\nu_b}}$$

en el caso de los productos $X$ y $Y$, reactivos $A$ y $B$, §13.35. Si el estado de referencia para los gases a 1 atm, entonces $f^\circ = p^\circ = 1$ atm, y $K_a = K_f$, la actividad es igual a la fugacidad.

## 13.44 POTENCIAL QUIMICO

Consideremos una mezcla de fases, una solución de líquidos y vapores, de sólidos, o una mezcla de gases, etc., consistentes en $n_a$, $n_b$, ..., moles de $A$, $B$, .... Si la cantidad de uno o más de los componentes cambia mientras las propiedades independientes no se alteran, dicho cambio de cualquier propiedad extensiva —por ejemplo, la función de Gibbs— se puede escribir para cantidades totales como [según la ecuación (11-1)]

**(a)** $$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial n_a}\right)_{p,T,n} dn_a + \left(\frac{\partial G}{\partial n_b}\right)_{p,T,n} dn_b + \cdots = \sum_i \left(\frac{\partial G}{\partial n_i}\right)_{p,T,n} dn_i$$

donde $G(n_a, n_b, \ldots)$ y el subíndice $n$ se emplean para expresar que todos los valores molares se mantienen constantes, excepto $n_i$. En este contexto, las derivadas parciales de la ecuación **(a)** se llaman *funciones de Gibbs parciales molares* $\bar{G}$; se tiene que $\bar{G}_i = (\partial G/\partial n_i)_{p,T,n}$. Esta derivada se denomina ***potencial químico***, un nombre que fue utilizado primero por Gibbs. Esta propiedad molar se evalúa a los valores $p$, $T$, de la mezcla, pero según su condición real en la mezcla. Además, esto lo explicamos mediante una analagía. Cualquier propiedad extensiva se puede expresar como se mostró para $G$ en la ecuación **(a)**. Si la propiedad es un volumen, una propiedad bien conocida, entonces el volumen molar *parcial*, por semejanza es $\bar{V}_i = (\partial V/\partial n_i)_{p,T,n}$. Por experiencias anteriores el lector sabe que si se mezclaran 1 litro de cada uno de dos líquidos (por ejemplo, alcohol y agua) no siempre resultarían dos litros de la mezcla. O sea, el *volumen parcial molar* de $i$ es ahora siempre el mismo volumen que 1 mol de $i$ puro. Esta observación se aplica a todas las otras propiedades molares parciales.

A partir de las diferenciales de la función de Helmholz $A$ y de la entalpia, expresadas análogamente a la ecuación **(a)**, se puede decir que el potencial químico del $i$-ésimo es

**(b)** $$\mu_i = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i}\right)_{T,p,n} = \left(\frac{\partial A}{\partial n_i}\right)_{T,V,n} = \left(\frac{\partial H}{\partial n_i}\right)_{S,p,n}$$

Quizá $\mu_i$ de la función de Gibbs sea la más utilizada. Consideremos la función molar parcial de Gibbs representada por $\bar{G}_i$ para el $i$-ésimo componente, $\mu_i = \bar{G}_i$, y escriba la función $G(T, \text{p}, n_i)$ en cantidades totales:

**(c)** $$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{p,n_i} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T,n_i} dp + \sum_i \left(\frac{\partial G}{\partial n_i}\right)_{T,p,n} dn_i$$

$$= -S\, dT + V\, dp + \sum_i \mu_i\, dn_i$$

donde se emplean los valores equivalentes de las parciales de la tabla V, §11.3. La ecuación **(c)** evidentemente es una definición más completa de $dG$ que la que hemos usado antes. Observemos que si $T$ y $p$ son constantes, $dG = \Sigma \mu_i dn_i$; pero $dG = 0$ en condiciones de equilibrio. Por lo anterior se puede considerar que $\mu_i = \bar{G}_i$ (una propiedad intensiva, ya que se limita a un mol) como un potencial impulsor para la transferencia de masa, en el mismo sentido en que $T$ es también un potencial para transferencia de calor, $\mathscr{E}$ para electricidad, etc. En condiciones de equilibrio, todos los potenciales, presión (fuerza), temperatura, $\mu$ de Gibbs, y otros, deben estar equilibrados.

Consideremos una mezcla bifásica, como líquido-vapor o sólido-vapor, para la cual $p$ y $T$ son constantes. Entonces se cumple la ecuación **(a)** o **(c)**, o bien,

**(d)** $$dG = \sum_i \left(\frac{\partial G}{\partial n_i}\right)_{p,T,n} dn_i = \sum_i \bar{G}_i \, dn_i = \sum_i \mu_i \, dn_i$$

Suponga que los símbolos con acento (o prima) representan las diferentes fases; $dn'$ y $dn''$ son cantidades infinitesimales de cada una de las dos fases. Si $dn'$ moles de una fase pasan a la otra fase incrementando su cantidad en $dn''$ moles, se tiene que $dn'' = -dn'$. De la ecuación **(d)** tenemos

**(e)** $$dG = \bar{G}'' \, dn'' + \bar{G}' \, dn' = \bar{G}'' \, dn'' - \bar{G}' \, dn'' = dn''(\bar{G}'' - \bar{G}')$$

Si las dos fases están en equilibrio a estas $p$ y $T$, entonces $d\bar{G} = 0$, y concluiremos a partir de **(e)** que $\bar{G}'' = \bar{G}'$, lo cual equivale a que la función de Gibbs molar (o específica) de cada fase (a $p$ y $T$ particulares) es la misma, conclusión alcanzada en un contexto diferente en §3.7. De **(d)** se ve también que $\mu' = \mu''$ por el mismo razonamiento (o sea, $\mu = \bar{G}$). Si $\mu' > \mu''$, existe un potencial para que la masa pase de la fase $'$ a la fase $''$. Aun en un estado de equilibrio, algunas de las moléculas de líquido en la superficie de separación (o interficie) de una mezcla líquido-vapor tendrá suficiente energía para pasar a la fase de vapor; pero simultáneamente, a escala macroscópica, un número de balance de moléculas de vapor será "capturado" por la fase líquida, manteniendo $dG = 0$.

Queda fuera del alcance de este texto proceder al desarrollo detallado de estos conceptos, pero se debe destacar una cierta característica. Por ejemplo, considere que el aire licuefacado (o licuado) es una mezcla de $O_2$ y $N_2$. Si este líquido está en equilibrio con su vapor, hay dos componentes cada uno en dos fases. Las proporciones de $O_2$ y $N_2$ en el líquido son distintas de las proporciones en el vapor; por tanto la mezcla no sólo no es una sustancia pura, sino que ni siquiera se puede tratar como si lo fuese, como se maneja el aire ordinario (ver §18.9).

## 13.45 CONCLUSION

Quizá lo más importante de todos los capítulos referentes a las aplicaciones de la teoría, es que su objetivo es subrayar el empleo de los principios básicos de la termodinámica, y que en el caso de todos los usos mencionados en esta obra existe mucho más por aprender. Puesto que los procesos químicos ocurren en tantos contextos, serían necesarios varios libros para describirlo todo.

Observemos que la termodinámica no es de ninguna ayuda en relación con la velocidad de una reacción; no obstante, éste es uno de los factores más importantes en cualquier

reacción química de tipo técnico o industrial. El empuje reactivo de un cohete depende directamente de la rapidez con la que se puede hacer que se realice la reacción, quizá mediante el empleo de un agente catalítico.

* Los términos *átomo-gramo* y *átomo-libra* son cantidades expresadas como la masa atómica en gramos o en libras, respectivamente. (N. del R.)

## PROBLEMAS

### UNIDADES SI

**13.1** **(a)** El análisis volumétrico del aire es del 21% $O_2$, y el 79% $N_2$. Determine los moles de $N_2$ por mol de $O_2$. ¿Cuál es la relación (kg de $N_2$)/(kg de $O_2$)? **(b)** El aire se mezcla con propano a razón de 15 kg (aire)/kg($C_3H_8$). En 1 kg de esta mezcla, calcule los gramos de C, $H_2$, $O_2$, $N_2$.

**13.2** El combustible gaseoso que fluye en una tubería está compuesto volumétricamente del 75% $CH_4$, 15% $C_2H_6$, 6% $O_2$ y 4% CO. **(a)** Convierta esto a porcentaje de masa. **(b)** En 1 kg de esta mezcla de combustible determine los gramos de C, $H_2$, $O_2$.

**13.3** Un análisis gravimétrico de una gasolina típica de automóvil da 86% C y 14% $H_2$. ¿Qué fórmula química media en la forma $C_x$ $H_y$ se aproxima a este combustible?

**13.4** Un análisis químico (o final) de un carbón bituminoso en bruto es del 77.5% C, 3.7% $H_2$, 1.5% $N_2$, 4.3% $O_2$, 0.5% S, 6.5% ceniza, 6.0% $H_2O$. **(a)** Convierta este análisis a la base en seco. **(b)** Determine el análisis según la base en seco y sin ceniza. **(c)** Si este combustible se quema en bruto (*as received*) a razón de 100 toneladas métricas por hora, y el desecho se analiza y resulta con un 10% de material combustible (carbono en la ceniza), ¿cuántos kilogramos de desecho se tienen que manejar cada hora?

*Resp.* **(a)** 82.45% C, **(b)** 88.57% C, **(c)** 7 222 kg/h.

**13.5** Formule la ecuación simple de combustión para cada uno de los combustibles básicos C, $H_2$, S en aire estequiométrico, y evalúe la cantidad de aire requerida para quemar cada elemento.

*Resp.* Aire requerido: C/11.5, $H_2$/34.3, S/4.3 kg(aire)/kg(elemento).

**13.6** Supóngase que 2 moles de CO se queman en 5.76 moles de aire. Exprese y analice la ecuación de combustión teórica, y determine **(a)** la masa formada de $CO_2$, **(b)** el porcentaje de exceso de aire, **(c)** la relación de aire a combustible.

**13.7** El carbono puro reacciona con todo el $O_2$ en un 80% de aire ideal. Balancee la ecuación de combustión teórica resultante y determine las masas de CO y $CO_2$ formadas por cada 100 kg de aire suministrado.

*Resp.* 10.21 kg(CO), 24.05 kg($CO_2$).

**13.8** Exprese las ecuaciones de combustión necesarias y determine la cantidad teórica de aire requerida para quemar 1 kg de carbono puro **(a)** para masas iguales de CO y $CO_2$, **(b)** hasta cuando la masa de $CO_2$ sea el doble de la del CO.

*Resp.* **(a)** 7.98 kg de aire.

**13.9** Si 1 000 litros de una mezcla gaseosa tienen el siguiente análisis gravimétrico: 30% $O_2$, 70% CO, ¿existe suficiente oxígeno para sostener la combustión completa del CO?

**13.10** Un combustible hidrocarbónico $(CH_x)_n$ requiere iguales masas de oxígeno para lograr una reacción completa de cada uno de sus componentes carbono e hidrógeno, respectivamente. Halle $x$ y $n$ sobre la base de 1 mol de $(CH_x)_n$.

*Resp.* 4, 1.

**13.11** Considere el proceso en el que se quema octano con un 80% de aire estequiométrico, y suponga que el CO es el único combustible que aparece en los productos. Determine el análisis de productos en volumen y en masa.

*Resp.* $CO_2$: 5.49% vol., 8.86% grav.

**13.12** Suponga que 5 mol/h de propano ($C_3H_8$) son completamente quemados en una cantidad estequiométrica de aire. Determine **(a)** el volumen ($m^3$/min) de aire requerido medido a 1 atm, 25°C; **(b)** la presión parcial del $CO_2$ en los productos, medida a 1 atm, 149°C; **(c)** el gasto volumétrico ($m^3$/min) de los productos medido a 1 atm y 149°C; y **(d)** la temperatura de rocío del $H_2O$ en los productos.

*Resp.* **(a)** 48.50 $m^3$/min, **(b)** 11.8 kPa abs., **(c)** 74.43 $m^3$/min, **(d)** 55°C.

**13.13** Igual que el problema **13.18**, excepto que el combustible es nonano ($C_9H_{20}$), un combustible para cohetes.

**13.14** El peróxido de hidrógeno (agua oxigenada), $H_2O_2$(g), que se emplea algunas veces como

oxidante para combustible de cohetes, reacciona con nonano, $C_9H_{20}(g)$, para producir sólo $CO_2$ y $H_2O(g)$, a la presión de 1 atm. Balancee la ecuación según una reacción estequiométrica y determine **(a)** la masa de $H_2O_2$ utilizada por kg de combustible, **(b)** la masa de $H_2O$ formada por kg de combustible, **(c)** la presión parcial del $H_2O$ en los productos, **(d)** la temperatura de rocío del agua en los productos, **(e)** el volumen de los productos a 226.7°C, **(f)** el porcentaje gravimétrico de carbono en el nonano.

*Resp.* **(a)** 7.43, **(b)** 5.34 kg, **(c)** 81.91 kPa abs., **(d)** 94.2°C, **(e)** 1 930 $m^3$, **(f)** 84.4%.

**13.15** Se queman 141.6 $m^3$/min de gas de hornos de coque (medidos a 1 atm, 65.6°C) en aire estequiométrico. El gas tiene la siguiente composición volumétrica: 36.9% $CH_4$, 52% $H_2$, 5% CO, 0.5% $O_2$, 4.2% $N_2$, 1.4% $CO_2$. ¿Qué volumen se requiere de aire medido a 1 atm, 65.6°C?

*Resp.* 625.6 $m^3$/min.

**13.16** Se queman 200 toneladas métricas de carbono por hora en un 125% de aire estequiométrico (25% de exceso); el análisis químico del combustible en bruto (*as fired*) es de 75% C, 4% $H_2$, 0.5% S, 6% $O_2$, 1.5% $N_2$, 8% $H_2O$, 5% ceniza. Determine **(a)** la masa de aire necesaria en kg/h, **(b)** la masa de desechos reunida si la ceniza muestra un contenido del 25% de elemento combustible. **(c)** ¿Cuál es el carbono contenido en el carbón según la condición en seco?

*Resp.* **(a)** 2.442 × $10^6$ kg/h. **(b)** 13 340 kg/h. **(c)** 81.5%.

**13.17** Un carbón lignito de tipo medio (de Texas), en bruto (*as received*), tiene el siguiente análisis químico: 40% C, 3.0% $H_2$, 1.0% S, 11% $O_2$, 1.5% $N_2$, 32% $H_2O$, 11.5% ceniza. Balancee la ecuación de combustión para este carbón quemado en bruto, en 85% de aire estequiométrico. Obtenga **(a)** las relaciones aire/combustible para carbón en bruto y para carbón seco, **(b)** la masa de productos gaseosos secos por kilogramo de combustible quemado en bruto.

**13.18** Un carbón antracita tiene el siguiente análisis químico en seco: 81.63% C, 2.23% $H_2$, 0.48% S, 2.92% $O_2$, 0.80% $N_2$, 11.94% ceniza. **(a)** Balancee la ecuación de combustión en el caso de aire estequiométrico y determine la relación aire/combustible según la condición en seco; también sobre la base de en bruto o "como se recibe", si el contenido de humedad es de 3.43%. **(b)** Igual que **(a)**, excepto que el aire suministrado es 90% de la cantidad estequiométrica. **(c)** Suponga que el CO es el único elemento combustible en los productos y obtenga su masa por kilogramo de combustible seco y por kilogramo de combustible en bruto.

*Resp.* **(a)** 10.06 (seco), **(b)** 9.05 kg (aire)/kg (comb. seco), **(c)** 0.408 kg(CO)/kg.(comb.).

**13.19** El siguiente es un análisis gravimétrico (final) de un cierto carbón: 70.85% C, 4.48% $H_2$, 2.11% S, 6.36% $O_2$, 1.38% $N_2$, 12.3% ceniza, 2.52% $H_2O$. Durante la combustión real se obtuvo el siguiente análisis volumétrico de los gases de escape: 12.1% $CO_2$, 0% CO, 7.2% $O_2$, 80.7% $N_2$. Determine **(a)** el porcentaje de exceso o deficiencia de aire, y **(b)** la masa de los productos secos por kilogramo de carbón quemado.

*Resp.* **(a)** 49.9% de exceso, **(b)** 14.78 kg.

**13.20** La quema de un combustible hidrocarbónico $(CH_x)_n$ de un motor de automóvil resulta en una composición de gases secos, con porcentaje en volumen, del 11% $CO_2$, 0.5% CO, 2% $CH_4$, 1.5% $H_2$, 6% $O_2$ y 79% $N_2$. Halle **(a)** la relación real aire/combustible, **(b)** el porcentaje de exceso de aire y **(c)** la masa de vapor de agua formada por kilogramo de combustible.

*Resp.* **(a)** 15.35, **(b)** 4.71%, **(c)** 0.719 kg.

**13.21** Los productos secos de la combustión de un combustible hidrocarbónico quemado en aire, en porcentajes en volumen, son: 13.6% $CO_2$, 0.8% CO, 0.4% $CH_4$, 0.4% $O_2$, 84.8% $N_2$. Escriba la ecuación química teórica y halle **(a)** los valores de $x$ y $n$ en $(CH_x)_n$, **(b)** la masa de aire suministrada por kilogramo de combustible, **(c)** el porcentaje de exceso o deficiencia de aire, y **(d)** la masa de productos secos por kilogramo de combustible quemado.

*Resp.* **(a)** $[CH_{2.31}]_{14.8}$, **(b)** 14.75 kg, **(c)** 27% def., **(d)** 14.25 kg.

**13.22** Partiendo de las dos igualdades $-h^o_{rp} = q^o_p$ y $-u^o_{rp} = q^o_v$, demuestre que la diferencia entre los dos poderes caloríficos está dada por la expresión $q^o_p - q^o_v = (\bar{R}T^\circ/M_f)(n_r - n_p)$ donde $n_r$ y $n_p$ son los moles de los reactivos y de los productos, respectivamente, y $M_f$ es la masa molecular del combustible.

**13.23** Desarrolle la relación entre la fugacidad $f$ y el factor de compresibilidad $Z$ como sigue: $\ln f/p = \int_0^p (Z-1)\,dp/p$. Comience con el cambio en la función de Gibbs para un proceso isotérmico considerando condiciones de gas ideal y real.

**13.24** Demuestre que para un proceso de flujo constante y estado estable, isotérmico y reversible, el trabajo es $W = G_1 - G_2 = -RT\ln(f_2/f_1)$, donde $\Delta K = 0$, $\Delta P = 0$; $G$ es la función de Gibbs y $f$ la fugacidad.

**13.25** Existen 4.54 kg/min de propano comprimido desde 1 282 kPa abs., 60°C hasta 12 790 kPa abs., en un proceso de flujo constante y estado estable isotérmico y reversible, con $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$. Determine el trabajo $W$ por medio de las fugacidades; vea el problema 13.58 y la sección B 37. *Resp.* −206.6 kJ/min.

**13.26** Demuestre que el analizador de Orsat omite el vapor de agua y da el análisis exacto de la mezcla gaseosa como si fuera un gas seco. *Sugerencia*: Suponga una mezcla de $CO_2$, $N_2$ y vapor de agua —luego siga a uno de los componentes (por ejemplo, el $CO_2$) por todo el proceso de absorción en el Orsat.

## UNIDADES TECNICAS

**13.27** Una masa de 1 lb de carbono se quema de modo que 1/2 lb de C se convierta en $CO_2$ y 1/2 lb en CO. Determine la ecuación de combustión y obtenga **(a)** las libras de aire utilizadas por libra de carbono, **(b)** el volumen de este aire a 65°F (18.3°C) y 14.7 psia (1.029 kgf/cm$^2$ abs.), **(c)** la composición volumétrica y gravimétrica de los productos, **(d)** el volumen de los productos a 65°F y 14.7 psia, y **(e)** la presión parcial de cada uno de los productos.

*Resp.* **(a)** 8.63, **(b)** 114 pies$^3$, **(c)** 13%, 19% para $CO_2$, **(e)** 1.91 psia por CO.

**13.28** En un recipiente rígido a una presión de 1 atm y 100°F (38°C), hay 1 lb de $H_2$ y 28 lb de $O_2$. El $H_2$ reacciona completamente a $H_2O$. Determine **(a)** el volumen del recipiente, **(b)** la temperatura a la cual el $H_2O$ está a punto de condensación (utilice las tablas de vapor), **(c)** la cantidad de condensación cuando el contenido se enfría a 80°F, **(d)** la presión parcial del $O_2$ en el estado final.

*Resp.* **(a)** 562 pies$^3$, **(b)** 170°F, **(c)** 8.11 lb, **(d)** 0.511 atm.

**13.29** Se enciende una mezcla gaseosa de 4 moles de $CH_4$ y 9 moles de $O_2$. Exprese la ecuación de combustión teórica y halle **(a)** el análisis volumétrico de los productos, **(b)** la cantidad equivalente de aire representada por el $O_2$, **(c)** el porcentaje del exceso de $O_2$ en la mezcla y, si hay exceso, cuanto más $CH_4$ podría haber sido quemado por completo, **(d)** la temperatura del punto de rocío de los productos si la presión de la mezcla es 20 psia.

*Resp.* **(a)** $X_{CO} = 30.76\%$, **(b)** 42.84 moles de aire equivalente, **(c)** 12.5% de exceso de $O_2$, 0.5 mol de $CH_4$, **(d)** 203.2°F.

**13.30** En la combustión de un combustible hidrocarbónico a 1 atm, se suministran 19 lb (a.s.)/lb(comb.). La relación de humedad del suministro de aire es $\omega = 0.015$ lb (vap.)/lb(a.s.). El proceso de combustión produce 1.4 lb ($H_2O$)/lb(com.). En el caso de los productos de aire seco, $M = 28.9$. ¿Cuál es la temperatura o punto de rocío de los productos? *Resp.* 123°F.

**13.31** **(a)** Determine la ecuación química para la combustión de propano $C_3H_8$ en aire estequiométrico. Calcule las masas y los volúmenes relativos, y obtenga la relación aire/combustible. **(b)** Igual que en **(a)** excepto que la combustión ocurre con un 15% de exceso de aire. **(c)** Igual que **(a)**, pero la combustión se produce con un 90% de aire estequiométrico y el $H_2$ reacciona completamente hasta formar $H_2O$. **(d)** Determine los porcentajes gravimétricos de carbono e hidrógeno en el combustible. **(e)** Para la reacción en **(a)** obtenga los análisis volumétrico y gravimétrico de los productos con $H_2O(g)$.

*Resp.* **(a)** 15.61, **(b)** 17.95, **(c)** 14.05 lb(aire)/lb(comb.), **(d)** 81.8% C; **(e)** $CO_2$: 11.62% vol., 18.07% grav.

**13.32** Igual que el problema **13.31**, excepto que el combustible es nonano, $C_9H_{20}$, un combutible para cohetes.

**13.33** Una muestra de gas de Signal Hills, en el estado de California, E.U.A., tiene el siguiente análisis volumétrico: 62.5% $CH_4$, 32.9% $C_2H_6$, 3.6% $H_2$, 1.0% $CO_2$. Balancee la ecuación química para este gas que se quema en una cantidad estequiométrica de aire, y halle **(a)** la relación aire/combustible, en masa y en volumen, y **(b)** los análisis volumétrico y gravimétrico de los productos.

*Resp.* **(a)** 16.4 lb (aire)/lb(comb.), 11.52 pie$^3$ (aire)/pie$^3$(comb.), **(b)** $CO_2$: 10.21% vol., 16.12% grav.

**13.34** El análisis gravimétrico de un cierto carbón en bruto es: 74% C, 1.5% $H_2$, 1% S, 6% $O_2$, 2.5% $N_2$, 5.5% $H_2O$, 9.5% ceniza. **(a)** ¿Cuál es el porcentaje de carbono en condiciones de material seco y sin ceniza? **(b)** Obtenga la relación aire/combustible (100% de aire ideal) requerida para quemar el combustible en bruto. **(c)** Si se queman 100 ton/h de un cierto carbón en bruto y el desecho muestra 20% de combustible, determine los kilogramos de desecho recogidos por ahora.

**13.35** Suponga que se queman 100 ton/h de carbón pulverizado. El análisis del carbón en ma-

sa indicó: 76% C, 6% $H_2$, 7% $O_2$, 2% $N_2$, 4% $H_2O$, 5% ceniza. El análisis de los gases de escape en volumen mostró: 13% $CO_2$, 1.5% CO, 5.5% $O_2$, 80% $N_2$. El análisis de los desechos indicó: 23% C, 77% ceniza. Determine **(a)** el volumen del aire real medido a 14.7 psia (1.033 kgf/cm$^2$ abs.) y 90°F (32°C), **(b)** el desecho recogido cada hora, y **(c)** el volumen de los productos secos a $p_m$ = 14.7 psia y 310°F (154°C).

*Resp.* **(a)** 605 000 pie$^2$/min, **(b)** 6.49 tons/h, **(c)** 880 000 pie$^2$/min.

**13.36** **(a)** Si el propano $C_3H_8(g)$ se mezcla con aire estequiométrico, ¿cuáles son los poderes caloríficos superior e inferior ($p$ = C) por libra de la mezcla y por pie$^3$ de mezcla, a $p_m$ = 14.7 psia y 77°F? **(b)** Determine $q_h$ y $q_l$ (si $p$ = $C$) por lb de combustible, a 200°F y 0°R. **(c)** Obtenga $q_h$ y $q_l$ por lb de combustible, a 77°F cuando $V$ = $C$.

*Resp.* **(a)** $q_h$: 1 294 Btu/lb, 97.8 Btu/pie$^3$, **(b)** $q_h$ = 21 624 Btu/lb a 200°F, **(c)** $q_{hv}$ = 21 417, $q_{lv}$ = 19 798 Btu/lb.

**13.37** Igual que el problema **13.36**, excepto que el combustible es nonano $C_9H_{20}(g)$.

**13.38** El análisis volumétrico de un gas natural es un 22.6% $C_2H_6$ y un 77.4% $CH_4$. Evalúe **(a)** la masa de aire estequiométrico por libra de combustible, **(b)** la masa de $CO_2$ y $H_2O$ formada por libra de combustible, **(c)** el porcentaje gravimétrico de C y $H_2$ en el combustible y en la mezcla de aire estequiométrico y combustible. **(d)** Los poderes caloríficos superior e inferior a 77°F, por libra de combustible de la mezcla de aire estequiométrico y combustible.

*Resp.* **(a)** 16.8 lb, **(b)** 2.81 lb $CO_2$, **(c)** 4.31% C, 1.30% $H_2$; **(d)** $q_h$ = 25 050 Btu/lb (comb.), $q_h$ = 1 406 Btu/lb (mezcla).

**13.39** Compare la temperatura de combustión adiabática máxima de $H_2$ con respecto a CO, cuando cada combustible se quema por completo (sin disociación) en un sistema de flujo constante con un 200% de aire; los reactivos entran a 1 atm, 77°F.

*Resp.* 2 967°R (1 653 K) ($H_2$), 3 185°R (1 769 K) (CO).

**13.40** Una cierta cantidad de *n*-butano gaseoso ($C_4H_{10}$) se quema a presión constante con el 400% de aire ideal en un sistema de flujo constante. Los reactivos entran a 25°C. Determine la temperatura de combustión adiabática utilizando la sección B 38.

**13.41** Se tiene octano gaseoso y un 200% de aire que reacciona en un flujo constante; los reactivos atraviesan la frontera a 38°C y los productos salen a 1 093°C. Para el proceso, $\Delta K$ = 0, $W$ = 0. Obtenga calor para un flujo de combustible de 1 mol/seg. No desprecie la entalpia sensible del combustible, y emplee la sección B 9.

**13.42** Un motor Diesel quema dodecano $C_{12}H_{26}$ en un 200% de aire estequiométrico (el 100% de exceso). Al final del proceso de compresión (punto inicial de la inyección del combustible, a 25°C) la temperatura del aire es de 582°C. Utilizando la sección B 9 calcule la temperatura de los productos después de la combustión a presión constante si la eficiencia o eficacia de la combustión es del 94%. Trace diagramas de energía.

**13.43** Considere una reacción estequiométrica de nonano $C_9H_{20}(l)$ y peróxido de hidrógeno $H_2O_2(g)$ para formar —$CO_2(g)$ y $H_2O(l)$. Si el proceso comienza y termina a 77°F (25°C) y 1 atm. determine **(a)** la entalpia de reacción, **(b)** el cambio de entropía. **(c)** Si el nonano reaccionara con $O_2$ puro, ¿es mayor o menor la cantidad de energía liberada? Compare el valor de $-h_{rp}$ con el que se da en B 12.

*Resp.* **(a)** −34 800 Btu/lb(comb), **(b)** −504 Btu/°R para 1 mol de nonano.

**13.44** Una reacción de alcohol metílico $CH_4O(l)$ y peróxido de hidrógeno $H_2O_2(g)$ interviene en un sistema para propulsión de torpedos. Utilizando $\Delta h_f^\circ$ o bien $\Delta G_f^\circ$, determine el trabajo máximo que se puede realizar para $p$ y $T$ constantes a $p_m$ = 1 atm y 77°F (25°C). ¿Cuáles son los cambios de entropía y el calor? Compare el calor de esta reacción con el poder calorífico tomado de la sección B 12.

**13.45** Considere que se quema adiabáticamente una cierta cantidad de octano $C_8H_{18}(l)$ en un 400% de aire estando con los reactivos en principio a 25°C, se tiene un flujo constante. Obtenga la temperatura teórica de combustión, **(a)** haciendo uso de la sección B 8, **(b)** empleando las entalpias de formación de cada combinación.

**13.46** **(a)** Utilizando entalpias de formación, determine la entalpia estándar de combustión, $-h_{rp}^\circ$, de etano $C_2H_6(g)$ con $H_2O$ líquido en los productos. Compare el valor dado en B 12. **(b)** Empleando entalpias de reacción, calcule la entalpia de formación. Haga la comparación con el valor dado en B 11.

*Resp.* **(a)** −22 320 Btu/lb, **(b)** −36 400 Btu/mol.

**13.47** En un calorímetro de bomba de 14 dm$^3$, lleno con aire a 1 atm y 25°C se colocan 0.0001 kgmol de metanol (alcohol metílico, $CH_4O$). Ocurre luego una combustión adiabática. Considerando que no hay disociación evalúe la presión final.

**13.48** Utilizando la sección B 11 calcule la entalpia de combustión y la energía interna de combustión para CO a 1 atm, y 25°C.

*Resp.* −121 745, −121 203 Btu/lbmol.

**13.49** Determine la función de formación de Gibbs de $CO_2$ a 1 atm y 25°C empleando $G = H - TS$ y las entalpias de formación, y compare con los valores dados en la sección B 11.

**13.50** Determine la función de Gibbs del metano $CH_4(g)$ a 5 atm, 140°F (60°C) medida con respecto a la misma referencia que la función de Gibbs de formación dada en la sección B 11. Suponga que el calor específico es constante como se da en la sección B 1. *Resp.* −22 786 Btu/mol.

**13.51** Una cierta cantidad de benceno $C_6H_6(g)$ se quema con 300% de aire en un flujo constante. Los reactivos están a 1 atm, 25°C. Determine el trabajo máximo posible si la reacción ocurre isotérmicamente.

**13.52** **(a)** Utilizando $\Delta h_f^\circ$, calcule $\Delta G_f^\circ$ para hidroxilo OH(g) y compruebe con el valor dado en B 11. **(b)** Con el valor obtenido en **(a)** halle la función de Gibbs de formación a 400 K. **(c)** Empleando la entalpia de formación, la función de Gibbs de formación y las entropías absolutas de los elementos, determine la entropía absoluta de OH(g) en el estado estándar; compare con el valor de la tabla.

**13.53** Si se halló una manera para hacer que el etano gaseoso $C_2H_6$ reaccione con $O_2$ en una celda de combustible ideal a 140°F y 1 atm, calcule $\Delta S$ para la reacción y determine el trabajo ideal para $H_2O(l)$.

*Resp.* −69.5 Btu/°R·mol (comb.), 20 860 Btu/lb.

**13.54** Determine la constante de equilibrio $K_p$ para la reacción a 77°F (25°C); **(a)** $CO + H_2O = CC_2 + H_2$; **(b)** $CO_2 + H_2 = CO + H_2O$. Vea en la sección B 11 el valor de $\Delta G_f^\circ$.

*Resp.* **(a)** 98 100

**13.55** Calcule las constantes de equilibrio para las siguientes reacciones que ocurren a 77°F (25°C); **(a)** $H_2 + 0.5\ O_2 = H_2O$; **(b)** $CO_2 = CO + 0.5\ O_2$.

**13.56** Cuando un objeto entra en la atmósfera de la Tierra a alta velocidad, la temperatura detrás de la onda de choque en la vecindad del objeto puede ser muy elevada. Suponga que la temperatura es de 7 200°R (4 000 K), la presión total es de 0.034 psia (0.0024 kgf/cm² abs.) y se desea estimar el grado de disociación del oxígeno. Para la reacción reversible $O_2 \rightleftharpoons 2\ O$ a 7 200°R (400 K), la constante de equilibrio es $K_p = 2.4094$. *Sugerencia*: considere que la ecuación de la reacción es

$$3.76\ N_2 + O_2 \rightarrow n_1O + n_2O_2 + 3.76\ N_2$$

en que se supone que la disociación del $N_2$ es despreciable. Defina a $K_p$ en función de $n_2$.

*Resp.* Moles de $O_2 = 0.0007$

**13.57** Una cierta cantidad de metano $CH_4(g)$ se quema en el "90% de aire" en un proceso adiabático de flujo constante; los reactivos entran a 25°C. Considere la disociación de $CO_2$ y $H_2O$, pero suponiendo que no hay $O_2$ en los productos (una simplificación que implica un pequeño error en este caso). Estime la temperatura de combustión adiabática. *Sugerencia*: Utilice sólo la reacción de gas de agua para la solución.

**13.58** Un objeto cae hacia la Tierra creando una onda de choque y originando altas temperaturas en su recorrido. En un punto de su trayectoria en la atmósfera, la temperatura es 5 400°R (3 000 K) y la presión es 1 atm. Estime la disociación del oxígeno en este punto. En el caso de la reacción reversible $O_2 \rightleftharpoons 2\ O$ a 5 400°R, se tiene que $K_p = 0.01441$. Vea el problema **13.56.**

*Resp.* 0.248 mol O.

**13.59** Calcule la temperatura de combustión adiabática para la quema de CO en oxígeno estequiométrico a una presión constante de 5 atm, comenzando a 25°C y admitiendo la disociación. *Sugerencia:* Pruebe primero un valor de 5 400°R (3 000 K).

**13.60** Durante la reciente crisis de energía se propuso emplear estiércol de ganado proveniente de grandes lotes de piensos, hidrogasificando este material y quemando la mezcla gaseosa resultante en las plantas térmicas de potencia. Se conocen las siguientes composiciones, estiércol antes de la gasificación (% en masa): 35.4 C, 4.6 $H_2$, 0.2 S, 30.1 $O_2$, 3.4 $H_2O$, 0.7 $N_2$, 25.6 ceniza; gas resultante de la gasificación del estiércol en bruto (% en vol.): 78.76 $CH_4$, 19.02 $C_2H_6$, 1.07 $H_2$, 1.15 $CO_2$. Determine el poder calorífico de cada composición y obtenga la cantidad de aire estequiométrico requerida para cada una.

**13.61** En la industria, el contenido de $CO_2$ de los productos de combustión se utiliza convenientemente como un índice de la eficiencia de la combustión, y del porcentaje de exceso de aire, para un combustible dado. Trace la curva "porcentaje de $CO_2$ (en volumen) *versus* porcentaje de aire (teórico)" para metano $CH_4$, admitiendo que la cantidad de aire varíe desde el 50% (ideal) hasta el 150% (ideal). En el caso de deficiencia de aire,

suponga que el contenido de CO en volumen es dos veces el de $H_2$. Observe que la curva resultante se puede emplear para indicar el porcentaje de aire suministrado cuando se conoce sólo el $CO_2$ contenido.

**13.62** Se desea evaluar el efecto de exceso de aire sobre la temperatura de rocío de los productos resultantes de quemar en aire un cierto hidrocarburo a presión constante ($p$ = 14.7 psia = 1.033 kgf/cm$^2$ abs.). Elija un combustible en la sección B 12 y considere su combustión teórica en aire, variando la cantidad de éste desde la estequiométrica hasta la de un exceso del 400%. Trace una gráfica de la temperatura de rocío en función del porcentaje de exceso de aire. Escriba el programa de computadora para este problema.

**13.63** Determine la fugacidad $f$ (ver la sección B 37) para cada uno de los siguientes fluidos a 2 940 psia (207 kgf/cm$^2$ abs.), 44°F (6.7°C): **(a)** agua, **(b)** propano, y **(c)** hidrógeno.

# 14

# COMPRESORES DE GAS

## 14.1 INTRODUCCION

La compresión de gases es tan importante en la industria que se estima apropiado dedicar a este tema un breve capítulo. El aire comprimido, a una cierta presión por encima de la atmosférica, tiene muchos usos prácticos, como la operación de pequeños motores de aire y herramientas neumáticas, accionamiento de montacargas especiales, limpieza por chorro de aire, inflado de neumáticos de auto (en toda estación de servicio para automóviles hay una compresora de aire), rociado de pintura, elevación de líquidos por medios neumáticos y muchas otras aplicaciones industriales especializadas.

Los grandes gasoductos que atraviesan un país o un cierto terrritorio conducen enormes volúmenes de combustibles gaseosos, y requieren estaciones de recompresión para mantener el flujo constante necesario en las condiciones de presión adecuadas. La compresión de ciertos compuestos químicos gaseosos hasta alcanzar presiones muy altas, con frecuencia del orden de 2 465 kgf/cm$^2$ (35 000 lb/plg$^2$) para la fabricación de plásticos, es usual en la industria química. Aunque nuestra descripción se centrará en la compresión de gases (principalmente el aire), los resultados obtenidos se aplican en parte a la compresión de vapores.

## 14.2 TIPOS DE COMPRESORES

Los compresores son de dos tipos generales: el de movimiento alternativo (o de cilindro y émbolo) y el de movimiento rotativo (ya sea de acción directa, o bien, centrífuga); los del segundo tipo son los que predominan en la práctica. Cada una de tales máquinas será descrita más adelante en detalle; sin embargo, no se intentará especificar completamente todos los aspectos del diseño de uno u otro tipos, puesto que tal cosa sería un curso especial. Para obtener un buen conocimiento de las características de los compresores, varios de ellos se ilustran en las figuras 14/1 a 14/6.

## 14.3 TRABAJO DE UN COMPRESOR

Si la máquina es del tipo rotatorio, figura 14/2, se considerará como un sistema de flujo constante y estado estable, donde la sustancia fluye por un volumen de control cuyas fronteras están en las secciones de succión y de descarga. Se aplica en este caso la ecuación de energía con flujo constante, en la que se suprimen los términos energéticos despreciables.

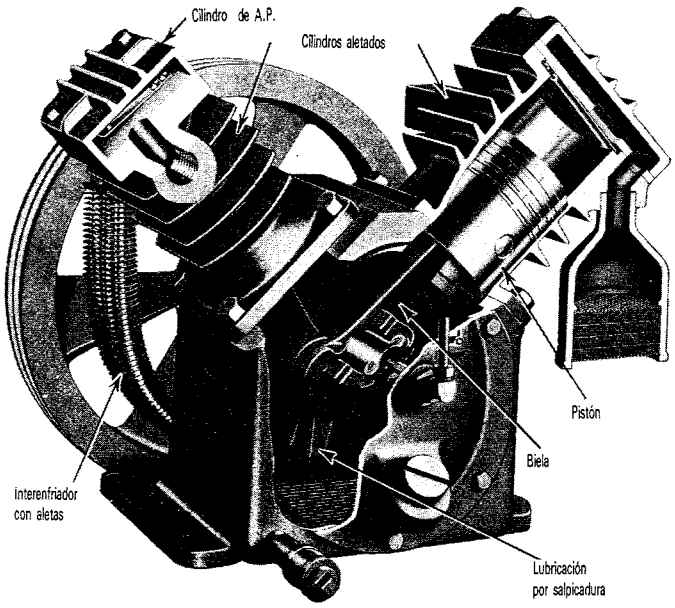



**Fig. 14/1.** *Compresor enfriado por aire, dos etapas.* Observe el interenfriador con aletas visible en parte a la izquierda. La compresión en dos etapas se recomienda algunas veces en el caso de baja presión de descarga, de unas 80 psia (5.6 kgf/cm$^2$ abs.). Varios pasos de compresión adicionales son necesarios para altas presiones de descarga; de 100 a 200 atm. (*Cortesía de Ingersoll-Rand Co., Nueva York, N.Y.*)

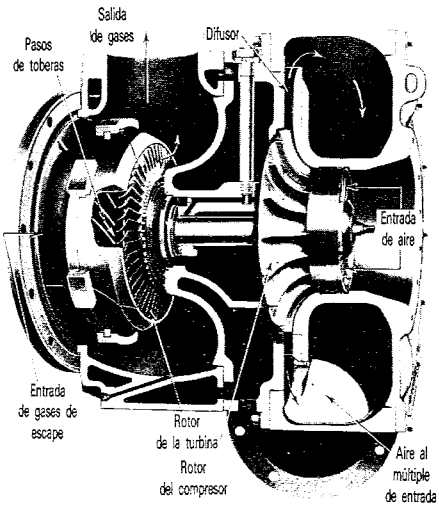



**Fig. 14/2.** *Compresor centrífugo para sobrealimentador.* Los gases de escape de un motor Diesel (a unos 1 200°F, o sea, 649°C) se expanden a través de toberas y pasan luego por el rotor de una turbina, produciendo así el trabajo necesario para impulsar el compresor centrífugo. Con una mayor masa de aire comprimido en el cilindro, la potencia de salida del motor Diesel se puede incrementar hasta en 50%, con un cilindro de tamaño dado. (*Cortesía de Elliot Co., Jeannette, Pa.*)

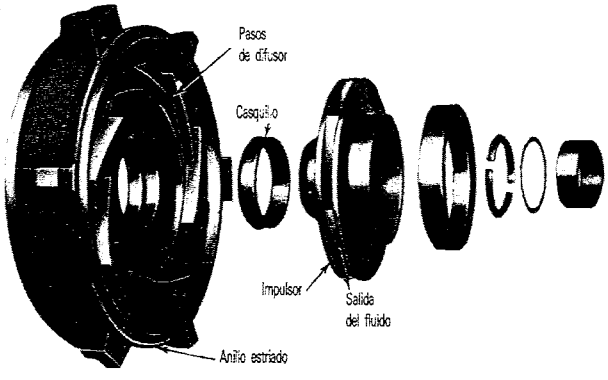



**Fig. 14/3.** *Difusor e impulsor.* Se muestra aquí realmente un paso de una bomba centrífuga, pero el correspondiente a un soplador o un compresor de varios pasos sería muy semejante. (*Cortesía de Ingersoll-Rand Co., Nueva York, N.Y.*)

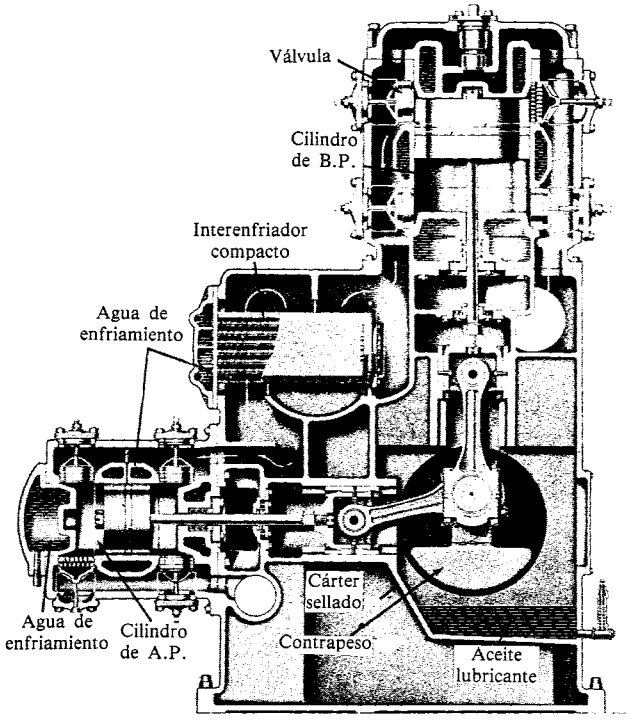



**Fig. 14/4.** *Compresor enfriado por agua, dos etapas.* Ver en la figura 14/7 los nombres de las partes principales. (*Cortesía de Ingersoll-Rand Co., Nueva York, N.Y.*)

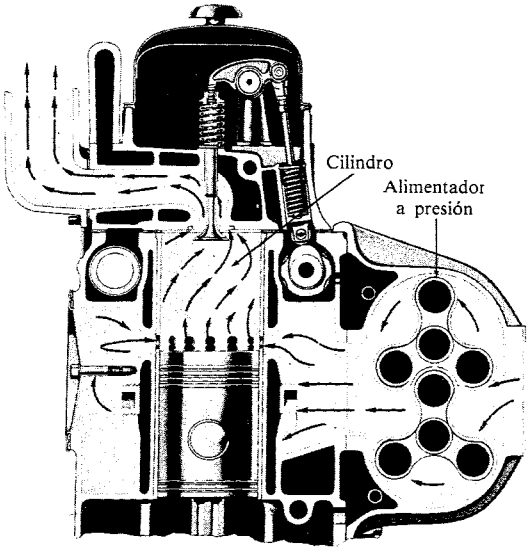



**Fig. 14/5.** *Soplador (o soplante) de desplazamiento directo.* El gas atrapado entre los lóbulos de los impulsores engranados y la superficie interior de la caja, en el lado de entrada (a la derecha), es comprimido y descargado por el lado opuesto. Esta disposición se utiliza también en una bomba de engranes para líquidos. (*Cortesía de General Motors Corp., Detroit, Mich.*)

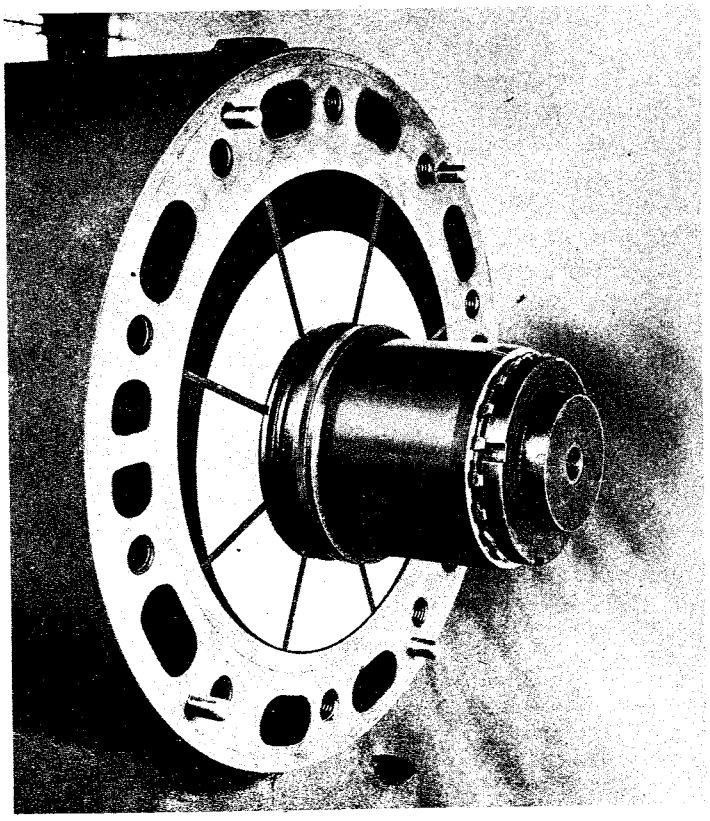


**Fig. 14/6.** *Compresor con paletas deslizantes.* Puesto que el rotor o impulsor está montado en forma excéntrica respecto a la carcasa, el gas que entra por el lado de mayor holgura o espacio libre, es alojado entre las paletas, comprimido y descargado luego por el lado de menor holgura. (*Cortesía de Fuller Co., Catasauqua, Pa.*)

Considere que el proceso es adiabático con $\Delta P = 0$, $\Delta K \approx 0$; lo anterior da $W = -\Delta H$. Representemos la masa de fluido que entra y que sale por $m'$, o bien por $\dot{m}'$ si se considera un flujo en particular. Entonces

**(a)** $$W = -\Delta H = -m' c_p (T_2 - T_1) = -m' c_p T_1 \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right)$$

[PROCESO ADIABÁTICO, GAS IDEAL, $\Delta K = 0$]

Si se sustituyen en **(a)** los valores dados en **(b)** se obtiene la ecuación **(c)**

**(b)** $$c_p = \frac{kR}{k-1} \qquad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} \qquad p_1 V_1' = m' RT$$

**(c)** $$W = \frac{km' RT_1}{1-k}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} - 1\right] = \frac{kp_1 V_1'}{1-k}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} - 1\right]$$

[PROCESO ISENTRÓPICO SOLAMENTE, GAS IDEAL, $\Delta K = 0$]

donde $V_1'$ es el volumen medido a $p_1$ y $T_1$, correspondiente a la masa $m'$. Un enfoque similar para un proceso politrópico de flujo constante produce una ecuación de la misma forma, con $n$ en lugar de $k$.

Si el compresor es de movimiento alternativo, figura 14/7, los fenómenos dentro del cilindro se describen en la figura 14/8. Si en primer lugar se considera que el compresor tiene un espacio muerto nulo, se realiza trabajo sobre el pistón desde $a$ hasta 1, actuando la presión constante del gas $p_1$; asimismo, se efectúa trabajo sobre el pistón desde 2 hasta $b$ por el gas a la presión $p_2$. El trabajo total realizado sobre el gas se ve ahora que es $-\int V dp$, o sea, el área detrás de la curva 1-2; es decir, que a esta integral corresponde el trabajo de aspirar, comprimir (sin flujo) y descargar el gas. Con el mismo razonamiento, el área $b$-3-4-$a$ es también $-\int V dp$, pero, desde luego, en el caso de una masa diferente. Puesto que las áreas en un plano $pV$ representan energía, el área encerrada por 1-2-3-4 corresponde al trabajo efectuado por este compresor ordinario. Comenzando con la ecuación (7-5) se obtiene

$$\textbf{(d)} \qquad -\int_1^2 V dp = \frac{k(p_2V_2 - p_1V_1)}{1-k} = \frac{kp_1V_1}{1-k}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} - 1\right] \qquad [s = C,\ k = C]$$

donde $V_2/V_1 = (p_1/p_2)^{1/k}$ se empleó en la expresión entre corchetes. Observemos que esta ecuación es de la misma forma que la **(c)** anterior. El mismo modelo final se aplica naturalmente al proceso 3-4, figura 14/8; por consiguiente, una suma algebraica da el área encerrada (trabajo representado por el diagrama). Sin embargo, para evitar algo más de álgebra, se restará [de 4 a 3] en vez de sumar [de 3 a 4];

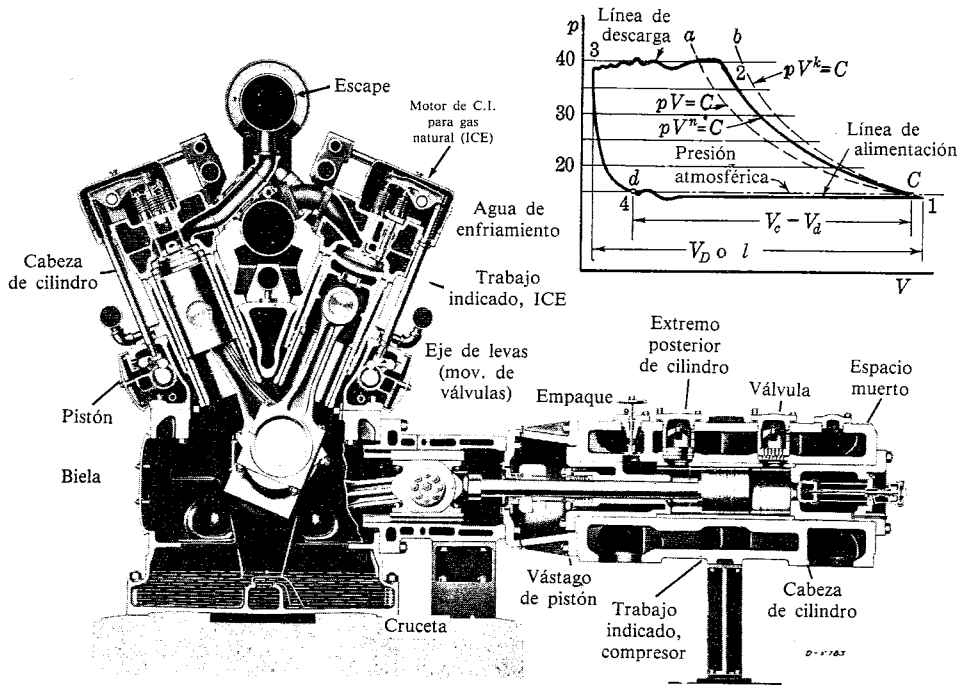



**Fig. 14/7.** *Combinación de motor de gas y compresor.* Esta máquina (ICE), diseñada en particular para estaciones de bombeo de gas natural, se construye en capacidades hasta de 5 500 bhp (ICE), y tiene 16 cilindros de potencia y 6 cilindros de compresión. El consumo nominal de calor es de 6 500 Btu/bph·h. Se indica el nombre de algunas de las partes principales. El diagrama inserto en la parte superior derecha es uno de indicador típico de un cilindro de compresor.

$$W = \frac{kp_1V_1}{1-k}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} - 1\right] - \frac{kp_4V_4}{1-k}\left[\left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{(k-1-/k} - 1\right]$$

(14-1) $$W = \frac{kp_1(V_1 - V_4)}{1-k}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} - 1\right] = \frac{kp_1V_1'}{1-k}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} - 1\right]$$

[PROCESO ISENTRÓPICO]

puesto que $p_4 = p_1$ y $p_3 = p_2$. En el caso de $V_1 - V_4$, el volumen de gas admitido, se utiliza $V_1'$ (o bien, más concretamente $\dot{V}'$, $m^3$/min), y a menudo será conveniente considerar $p_1V_1' = m'RT_1$ y también $p_1\dot{V}_1' = \dot{m}'RT$, donde como se definió anteriormente $\dot{m}'$ es el flujo de masa de gas en el compresor. Si los procesos 1-2 y 3-4 son politrópicos con el mismo valor de $n$, emplee $n$ en vez de $k$ en la ecuación (14-1). Un diagrama real de indicador se muestra en la figura 14/7.

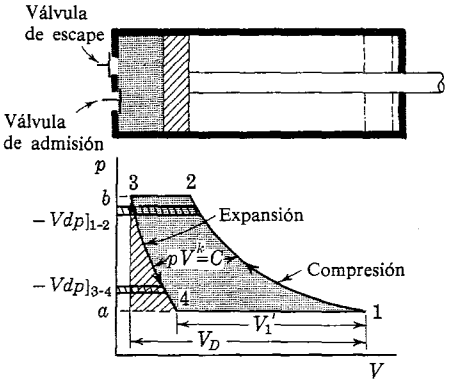



**Fig. 14/8.** *Diagrama convencional de un compresor.* Esta es una consideración idealizada de la variación de $p$ y de $V$ en el cilindro. Se inicia en 4: la línea 4-1 representa la admisión y se llama línea de succión; 1-2 representa una cierta clase de proceso termodinámico de compresión (aquí, $s = C$); 2-3 es la línea de descarga, según la cual el pistón o émbolo empuja el gas del cilindro a través de la válvula de descarga; 3-4 representa la expansión del gas que queda en el espacio muerto del cilindro. Es necesario siempre un despeje o espacio libre entre el pistón y la cabeza del cilindro en posición extrema (límite de la carrera). Observe que cuanto mayor es el volumen de espacio muerto, $V_3$, menor será el volumen desplazado del gas, $V_D$.

Si la compresión es en dos o más etapas (figuras 14/1 y 14/4) el trabajo de diagrama ordinario para cada paso está dado por la ecuación (14—1), donde $p_2/p_1$ es la relación de presión para esa etapa, y $p_1$ y $V_1'$ se miden en la admisión particular del paso.

## 14.4 CURVAS DE COMPRESION UTILIZADAS

Puesto que la curva isentrópica 1-2′, figura 14/9, es de mayor pendiente que la isoterma en el plano $pV$, se requiere mayor cantidad de trabajo al comprimir y descargar un gas cuando la compresión es adiabática que cuando es isotérmica, estando representada la diferencia por la parte sombreada. En consecuencia, resulta obvio que el trabajo necesario para hacer funcionar un compresor disminuye a medida que se reduce el valor del exponente $n$.

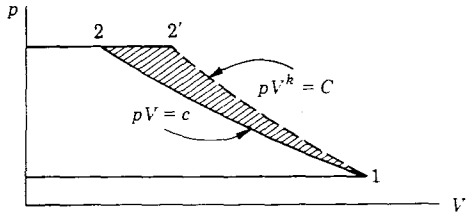



**Fig. 14/9.** *Comparación del trabajo entre una compresión isotérmica y una compresión isentrópica.*

La compresión politrópica y valores de $n$ menores que $k$ se obtienen mediante la circulación de agua o aire de enfriamiento alrededor del cilindro de un compresor, para extraer parte del calor generado por el trabajo de compresión. En el caso de compresores pequeños y muy sencillos, del tipo que se tiene en talleres de servicio de automóviles, el enfriamiento es siempre inadecuado, y el valor de $n$ será de 1.35 o mayor. En circunstancias favorables se puede esperar un valor de $n = 1.3$ o menor. Valores de $n$ de 1.25 a 1.30 representan los mejores resultados en el caso de compresores con camisa de agua de enfriamiento.

Estas observaciones son dignas de atención: en la compresión isotérmica se extrae todo el calor equivalente al trabajo de compresión, y el gas fluye entonces del compresor con la misma energía interna que tenía al entrar; en la compresión isentrópica no se transmite el calor al exterior y el gas fluye con un aumento de energía interna equivalente al trabajo de compresión; y finalmente en la compresión politrópica existe una cierta absorción de calor y un determinado incremento en la energía interna y en la temperatura. El calor cedido durante el proceso de compresión politrópica es $Q = mc_p\,(T_2 - T_1)$, donde $m$ es la masa total de gas en el cilindro.

Notemos aquí que no hay ventaja alguna en que el aire comprimido salga del compresor con una energía interna mayor que la de la compresión isotérmica. El aire comprimido normalmente es descargado a un depósito de almacenamiento (tanque) donde puede permanecer (y enfriarse) por algún tiempo antes de que pueda ser utilizado adecuadamente. Por esta razón el proceso de compresión isotérmica se considera ideal.

### Ejemplo—Trabajo de un compresor

Un compresor rotatorio admite 6 $m^3$/min de un gas ($R = 410$ J/kg·K, $c_p = 1.03$ kJ/kg·K, $k = 1.67$) a 105 kPa abs., 27°C, y lo descarga a 630 kPa abs.; $\Delta P = 0$, $\Delta K = 0$. Determine el trabajo si el proceso es (a) isentrópico, (b) politrópico en que $pV^{1.4} = c$, y (c) isotérmico.

**Solución.** Para todas las piezas se empleará la ecuación de energía de flujo constante

$$W_{SF} = Q - \Delta H$$

**(a)** Trabajo isentrópico ($pV^k = c$, $Q = 0$)

Se evalúa primero la masa de gas que se comprime.

$$\dot{m} = p_1\dot{V}_1/RT_1 = (105)(6)/(0.410)(300) = 5.12 \text{ kg/min}$$

Luego se determina $T_2$:

$$T_2 = T_1(p_2/p_1)^{(k-1)/k} = (300)(630/105)^{(1.67-1)/1.67} = 615.6 \text{ K}$$

Así, $W = -\Delta H = -(5.12)(1.03)(615.6 - 300) = -1\,664$ kJ/min.

**(b)** Trabajo politrópico ($pV^n = c$)

Se tiene que $T_2 = T_1(p_2/p_1)^{(n-1)/n} = (300)(630/105)^{(1.4-1)/1.4} = 500.5$ K.

Encuentre

$$c_v = c_p/k = 1.03/1.67 = 0.617 \text{ kJ/kg K}$$

$$c_n = c_v\left(\frac{k-n}{1-n}\right) = (0.617)\left(\frac{1.67 - 1.4}{1 - 1.4}\right) = -0.416 \text{ kJ/kg K}$$

$$\dot{W} = -\dot{m}c_p(T_2 - T_1) + \dot{m}c_n(T_2 - T_1) = \dot{m}(c_n - c_p)(T_2 - T_1)$$

$$= (5.12)(-0.416 - 1.03)(500.5 - 300) = -1\,484 \text{ kJ/min}$$

(c) Trabajo isotérmico ($pV = c$). Por lo tanto,

$$T_2 = T_1 = 300 \text{ K} \quad \text{y} \quad \Delta H = 0$$

De manera que $W = Q$ y también $W = -\int V dp = \int p dV =$ en este caso

$$\int_1^2 p dV = p_1 V_1 \ln V_2/V_1 = p_1 V_1 \ln p_1/p_2$$

En consecuencia,

$$\dot{W} = (105)(6) \ln 1/6 = -1\,129 \text{ kJ/min}$$

Observemos que el enfriamiento del gas durante la compresión hace disminuir el trabajo requerido.

## 14.5 AIRE LIBRE

El llamado aire libre es aire en condiciones atmosféricas normales en una localidad geográfica determinada. Puesto que la presión y la temperatura varían con la altitud, un compresor diseñado y ajustado para suministrar una masa de aire en particular a una cierta presión de descarga en un cierto lugar al nivel del mar, no proporcionará la misma masa cuando la admisión ocurra en un sitio a 2 000 m de altitud; también, si no se realizan cambios en las válvulas, la presión de descarga será menor. Por lo tanto, el compresor de un motor de reacción aeronáutico admite y suministra menor cantidad de masa de aire al elevarse a grandes alturas, que en vuelos a baja altitud.

La variación de la presión atmosférica estándar establecida por la NASA (National Aeronautics and Space Administration, de Estados Unidos) se indica en la figura 14/10. La temperatura estándar según la NASA varía linealmente desde 59°F (15°C) al nivel del

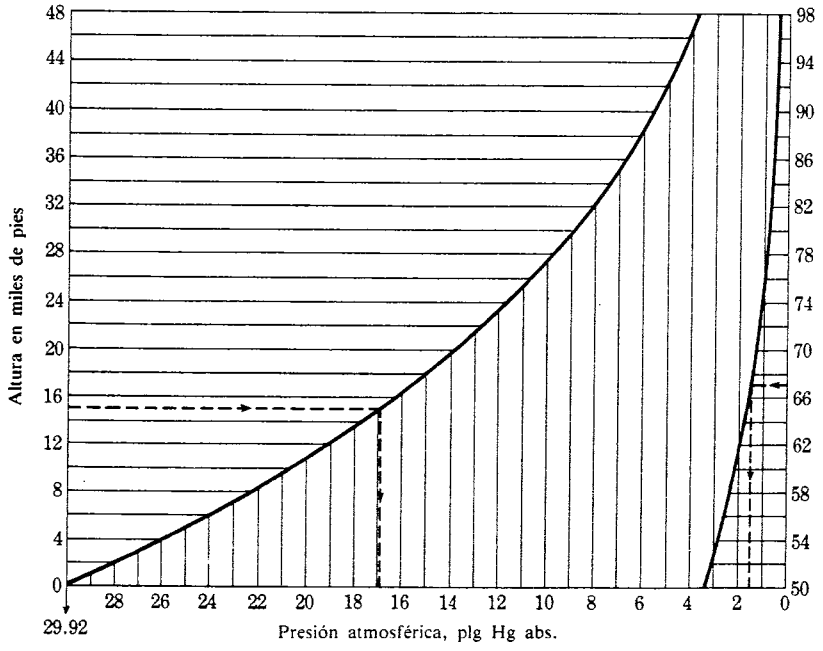



**Fig. 14/10.** *Variación de la presión atmosférica estándar con la altitud, a una latitud geográfica de 40°.* Se entra al diagrama con la ordenada, que es la altitud. Luego se va horizontalmente hasta la curva, a lo largo de la línea punteada, se desciende después verticalmente hasta el eje de abscisas, y se lee así la presión atmosférica estándar a la altitud dada.

mar (y a 40° de latitud) hasta −67°F (−55°C) a 35 332 pies (10 769 m) de altitud; esto equivale a un cambio de 0.003566°F/pie, o sea,

**(a)** $$dT/dz = 0.003566$$

En unidades métricas se tienen 0.006500°C/m.

La llamada "temperatura Army Summer Standard" es, en promedio, aproximadamente 40°F (22°C) más alta que una altitud particular. La temperatura estándar de la NASA en la estratosfera se supone constante a −67°F, o sea, −55°C (no hay una línea divisoria fija, pero la parte de la atmósfera hasta aproximadamente 10 700 m es la denominada *troposfera*; la siguiente región es la *estratosfera*). Observe que en la figura 14/10 la presión tiende a cero asintóticamente. A 640 km (400 mi) de la superficie de la Tierra, una molécula recorre una distancia media (recorrido libre medio) de 64 km antes de chocar contra otra, a unos 48 km de altura, aproximadamente 25 mm.

## 14.6 EFICIENCIA VOLUMETRICA

Puesto que un compresor de movimiento alternativo tiene un volumen de espacio muerto $V_3$, el volumen de gas admitido es siempre menor que el volumen de desplazamiento del pistón; cuanto mayor sea el espacio muerto, tanto menor será la cantidad de gas descargado. La eficiencia volumétrica real $\eta_v'$ es el volumen real que se admite a $p_0$, $T_0$ (o sea, como se mediría por un orificio en la succión) *dividido entre* el volumen de desplazamiento (§14.7), y es, por tanto, una relación adimensional. Como para el "volumen de desplazamiento" podemos considerar el "volumen de gas a $p_0$, $T_0$ que ocuparía el volumen de desplazamiento $V_D$", la relación definida puede ser enunciada en función de la masa;

**(a)** $$\eta_v' = \frac{m_{\text{entr.}}}{m_D} = \frac{\text{Masa admitida (p. ej., por carrera o por min.)}}{\text{Masa a } p_0,\ T_0 \text{ que ocuparía } V_D}$$

que algunas veces es la definición más conveniente.

La ***eficiencia volumétrica convencional***, o sea, la considerada a partir del diagrama convencional (no el real), figura 14/11, es $V_1'/V_D = (V_1 - V_4)/V_D$. El ***coeficiente de espacio muerto*** $c \equiv V_3/V_D$; o bien, $V_3 = cV_D$. Luego entonces,

**(b)** $$V_4 = V_3\left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{1/n} = cV_D\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/n} = cV_D\left(\frac{V_1}{V_2}\right)$$

Puesto que el volumen total es $V_1 = V_D + cV_D$, se tiene

$$\eta_v = \frac{V_1 - V_4}{V_D} = \frac{V_D + cV_D - cV_D\,(p_2/p_1)^{1/n}}{V_D}$$

(14-2) $$\eta_v = 1 + c - c\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/n} = 1 + c - c\frac{V_1}{V_2}$$

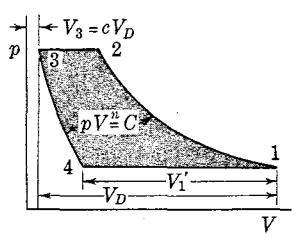



**Fig. 14/11.** *Diagrama convencional.* Observe que si el estado 3 coincidiera con el 2 y si 1-2 resultara un proceso interiormente reversible, la reexpansión 3-4 coincidiría con la 2-1, si se tuviera la misma clase de proceso y fuera interiormente reversible (igual a $n$ en este caso). El volumen descrito por el pistón durante una carrera es $V_1 - V_3$, el que se denomina volumen de desplazamiento $V_D$.

Si el proceso de compresión es isentrópico, entonces $n = k$. La eficiencia volumétrica real puede ser mucho menor que la convencional, debido a que las paredes del cilindro, que están relativamente calientes, comunican calor al aire que entra (menos masa de aire caliente puede ocupar un espacio dado). Puesto que en la ecuación (14-2) $p_2$ es mayor que $p_1$, la eficiencia volumétrica disminuye a medida que aumenta el espacio muerto, y como la eficiencia volumétrica de un compresor decrece, la capacidad (o desplazamiento volumétrico por unidad de tiempo) disminuye también. El espacio muerto puede llegar a ser tan grande que nada de aire sea descargado por el compresor. Esta característica se emplea para controlar la descarga de un compresor, incrementando el espacio muerto cuando se desea reducir la capacidad.

El trabajo de comprimir y descargar una cierta cantidad de gas es teóricamente independiente del volumen de espacio muerto (y de la eficiencia volumétrica) como se ve a partir de la ecuación (14-1). Pero a medida que crece la relación de presión para un coeficiente particular de espacio muerto, disminuye la cantidad de gas que se puede descargar. Este efecto es posible contrarrestarlo por la *compresión múltiple*, descomponiendo la relación de compresión total en dos o más partes, o sea, comprimiendo el aire sucesivamente en una serie de cilindros. Sucede también que para tener altas relaciones de presión en un solo cilindro, el gas que se descarga podría estar tan caliente que arruine la lubricación, e incluso que se presente una explosión al intervenir el aire y los lubricantes hidrocarbónicos. Además, en el caso de grandes instalaciones, *se puede ahorrar considerable potencia* en la compresión múltiple sólo por enfriamiento del gas entre una y otra etapa (en el caso del aire, aproximadamente de nuevo a su temperatura de admisión original). Las observaciones anteriores referentes a los compresores de gas ideal se adaptan fácilmente a la compresión de gases imperfectos o no ideales (Capítulo 10).

## 14.7 VOLUMEN DE DESPLAZAMIENTO

El volumen de desplazamiento $V_D$ que corresponde a un diagrama, como en la figura 14/8 o 14/11, es el volumen descrito por el pistón durante una carrera. Si $D$ es el diámetro del cilindro y $L$, la longitud de carrera del pistón, $V_D = (\pi D^2/4)(L)$. Si el motor es de doble acción, se obtiene un diagrama a cada lado del pistón. En tanto que un diagrama de compresor se traza por completo en 2 carreras, o en una revolución, algunos motores de combustión interna necesitan 4 carreras para trazar un diagrama, y además son multicilíndricos. Puesto que a menudo es conveniente considerar el desplazamiento volumétrico en $m^3$/min, o bien, en $pie^3$/min, multiplique el volumen de desplazamiento para una carrera por $N$ diagramas por minuto (en unidades inglesas, cfm = $pie^3$/min);

(14-3)
$$V_D \frac{\pi D^2}{4} L \qquad \text{o bien} \qquad \dot{V}_D = \frac{\pi D^2}{4} LN$$

[UN DIAGRAMA] [$N$ DIAGRAMAS/MIN]

donde $V_D$ se mide, por ejemplo, en $cm^3$, $m^3$ o $pie^3$, y $\dot{V}_D$, en $cm^3$/min, o cfm. Determine el valor de $N$ de acuerdo con el motor real que se estudia.

## 14.8 EFICIENCIA DE COMPRESION

Se define un cierto número de eficiencias de compresión, básicamente de la forma

(a)
$$\eta_c = \frac{\text{Trabajo ideal, } W}{\text{Trabajo real, } W'}$$

y la diferencia depende de dónde se mide el trabajo real y de cuál es el trabajo ideal que se toma como estándar de comparación. A menos que se le defina de otra manera, utilizaremos la *eficiencia adiabática de compresión*, como

$$\eta_c \equiv \frac{\text{Trabajo isentrópico} = W}{\text{Trabajo real de fluido} = W'} = \frac{(h_1 - h_2)_s}{h_1 - h_{2'}} \tag{14-4}$$

donde, para máquinas de flujo constante, se supone en la ecuación (14-4) que el cambio de energía cinética es despreciable (o sea, se emplean las entalpias de estagnación, § 7.23) en el que el numerador es $-\Delta h_s$ en el caso de un proceso isentrópico, y el denominador es el cambio de entalpia, por ejemplo, a lo largo de la adiabática 1-2', figura 14/12. La ecuación (14-4) se aplica a compresores de movimiento alternativo cuando $W'$ es el trabajo real de un diagrama de indicador, o bien, el trabajo de entrada en el eje motor.

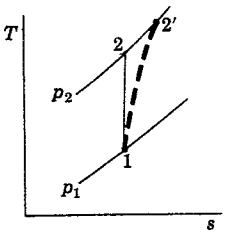



Fig. 14/12.

## 14.9 Ejemplo—Compresor de aire

Un compresor de aire de doble acción de 14 × 15 plg (o bien, 36 × 38 cm), con un factor o coeficiente de espacio muerto de 4%, funciona a $n$ = 150 rpm. En el estado 1, figura 14/13 el aire está a 14 psia (0.98 kgf/cm$^2$ abs.) y 80°F (27°C); la descarga es a 56 psia (3.9 kgf/cm$^2$ abs.); la compresión y la reexpansión son isentrópicas. El estado de la atmósfera circundante es $p_a$ = 14.7 psia = 1.033 kgf/cm$^2$ abs. y $t_a$ = 70°F = 21°C. (a) Estimar la cantidad de aire libre (en pie$^3$/min) utilizando la eficiencia volumétrica convencional. (b) Calcular la potencia motriz (en hp) para una eficiencia de compresión de 75% en el trabajo de entrada.

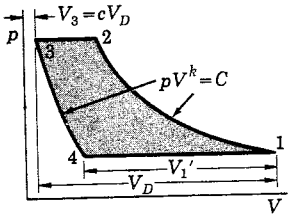



Fig. 14/13.

**Solución.** (a) Puesto que el trazo de un diagrama, figura 14/13, se termina a cada lado del pistón durante una revolución en el caso de un motor de doble acción, habrá 2 diagramas por revolución y $N = 2n = (2)(150) = 300$ diagramas por minuto. Según las ecuaciones (14-3) y (14-2), con $c$ = 0.04,

$$\textbf{(a)} \qquad \dot{V}_D = \left(\frac{\pi D^2}{4}\right)(L)(N) = \frac{\pi(14^2)(15)(300)}{(4)(1\,728)} = 401 \text{ cfm}$$

$$\textbf{(b)} \qquad \eta_v = 1 + c - c\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/n} = 1.04 - 0.04\left(\frac{56}{14}\right)^{1/1.4} = 0.963 \text{ o bien } 96.3\%$$

En unidades métricas, $V_D = 11.2$ m$^3$/min $= 11\,200$ lit/min. El volumen admitido según se mide en el estado 1 es

**(c)** $$\dot{V}_1' = \eta_v \dot{V}_D = (0.963)(401) = 386 \text{ cfm}$$

O sea, 10.8 m$^3$/min. Medido a $p_a$ y $t_a$ el volumen de aire libre es

**(d)** $$\dot{V}_a' = \frac{p_1 \dot{V}_1' T_a}{T_1 p_a} = \frac{(14)(386)(530)}{(540)(14.7)} = 361 \text{ cfm}$$

Por tanto, es de 10.1 m$^3$/min.

*k* CONSTANTE. (b) Observemos que la ecuación (14-1), obtenida del análisis del diagrama convencional, es la misma que la ecuación **(c)**, §14.3, que resulta de $W = -\Delta H = -m' c_p \Delta T$. Por consiguiente, si se desea puede emplearse $-\Delta H$.

**(e)** $$\dot{m}' = \frac{p_1 \dot{V}_1'}{R T_1} = \frac{(14)(144)(386)}{(53.3)(540)} = 27 \text{ lb/min}$$

**(f)** $$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 540 \left(\frac{56}{14}\right)^{(1.4-1)/1.4} = 802°\text{R}, \ 342°\text{F}$$

**(g)** $$\dot{W} = -\Delta H = -\dot{m}' c_p (T_2 - T_1) = -(27)(0.24)(802 - 540) = -1\,698 \text{ Btu/min}$$

Es decir −427.8 kcal/min.

TABLA DE GAS. Con $T_1 = 540°$R (300 K) de la sección B 2, se halla $h_1 = 129.06$, $p_{r1} = 1.386$. Para $r_p = 56/14 = 4$ se obtiene $p_{r2} = 4p_{r1} = (4)(1.386) = 5.544$. Entrando a la sección B 2 con este valor de $p_{r2}$ se lee $T_2 = 801°$R (445 K) y $h_2 = 192.05$, redondeando la cifra de temperatura.

**(h)** $$\dot{W} = -\Delta H = -(27)(192.05 - 129.06) = 1\,700 \text{ Btu/min}$$

O sea, 428.4 kcal/min.

Puesto que la respuesta por la tabla de gas es más precisa, se determina ($\eta_c = W/W'$) que

$$\dot{W}' = \frac{\dot{W}}{\eta_c} = \frac{1\,700}{(0.75)(42.4)} = 53.3 \text{ hp}$$

que es la potencia motriz necesaria para accionar el compresor según las condiciones dadas.

## 14.10 Ejemplo—Estado final y cambio de entropía a partir de la eficiencia

Un compresor de tipo rotativo comprime aire desde 14 psia (0.98 kgf/cm$^2$ abs.) y 525°R (292 K) con una relación de compresión de 5 y una eficiencia de compresor de 75%. ¿Cuál es la temperatura de descarga si $\Delta K = 0$ (igual a la temperatura de estagnación) y el cambio de entropía del proceso real?

**Solución.** De la tabla para aire a 525°R (292°K) se tiene $h_1 = 125.47$ y $v_{r1} = 154.84$. Para $r_k = v_1/v_2 = 5$, resulta

**(a)** $$r_k = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)_s = 5 = \frac{v_{r1}}{v_{r2}} \quad \text{o bien} \quad v_{r2} = \frac{154.84}{5} = 30.968$$

Entrando a la tabla de aire con este valor de $v_{r2}$, se determinan las propiedades en 2, figura 14/8, a partir de $h_2 = 238.37$ Btu/lb (por interpolación) y $T_2 = 990°R$ (con redondeo a los grados enteros más proximos). De la definición de eficiencia de compresión,

**(b)** $$h_1 - h_{2'} = \frac{h_1 - h_2}{\eta_c} = \frac{125.47 - 238.37}{0.75} = 125.47 - h_{2'}$$

de lo cual $h_2 = 275.97$ Btu/lb. Interpolando según este valor de $h$, se determina $T_2 = 1\ 139.6°R$, o sea, $1\ 140°R$.

El cambio de entropía se halla de la ecuación (6-12), o bien, observando que $s'_2 - s_1 = s'_2 - s_2 = \phi'_2 - \phi_2$, siendo válida la última expresión debido a $p_2 = p_{2'}$. Para $\phi$ a 1 140 y 990°R, se obtiene

$$s'_2 - s_1 = 0.78326 - 0.74792 = 0.03534 \text{ Btu/lb°R}$$

## 14.11 OTRAS EFICIENCIAS

Además de la eficiencia volumétrica, § 14.6, y la eficiencia de compresión, § 14.8, existen otras definiciones de eficiencias que se usan en relación con los compresores.

La **eficiencia mecánica** ($\eta_m$) la define el Compressed Air and Gas Institute (de Estados Unidos) de dos maneras: 1) cuando el accionamiento es por motor de movimiento alternativo (por ejemplo, de combustión interna):

**(a)** $$\eta_m = \frac{\text{Pot. ind. del compresor}}{\text{Pot. ind. del motor impulsante}}$$

expresión que se aplica a la unidad motor-compresor; o bien, 2) cuando el accionamiento es por motor eléctrico,

**(b)** $$\eta_m = \frac{\text{Pot. ind. del compresor}}{\text{Pot. entr. del compresor}}$$

donde Pot. ind. significa potencia indicada o interior, y Pot. entr., potencia de entrada.

La potencia friccional del propio compresor se puede estimar por la ecuación empírica.*

$$\text{Pot. fric.} = 0.105\ (\dot{V}_D)^{0.75}$$

donde $\dot{V}_D$ es el desplazamiento volumétrico del pistón en pie$^3$/min.

Otro rendimiento similar a la eficiencia de compresión (adiabática) como se definió en la sección 14.8 es la eficiencia de compresión isotérmica, definida como

**(c)** $$\eta_{ic} = \frac{\text{Trabajo ideal isotérmico}}{\text{Trabajo real de fluido}}$$

cuyo valor cae con frecuencia entre 70% y 75%.

* Indicado por Arthur Korn en una comunicación privada.

La *eficiencia global* $\eta_0$ es el producto del rendimiento mecánico y el de compresión, considerado adiabático o isotérmico,

**(d)** $$\eta_0 = \eta_m \eta_c$$

Las eficiencias que se basan en la compresión adiabática son las que se utilizan generalmente.

## 14.12 COMPRESION MULTIPLE (EN VARIOS PASOS)

Este proceso es simplemente la compresión del gas en dos o más cilindros en lugar de en un solo cilindro. Se emplea en los compresores de movimiento alternativo para 1) ahorrar energía, 2) limitar la temperatura de descarga del gas, y 3) restringir la diferencia de presión por cilindro. Esta última razón es muy importante debido a que la eficiencia volumétrica no sólo es afectada por el espacio muerto, sino también por la relación de presión en el cilindro; ver ecuación (14-2). Además, las temperaturas excesivamente altas causadas por la compresión del gas hasta alcanzar elevadas presiones, pueden originar dificultades en la lubricación interna del cilindro o el pistón. Finalmente, se puede economizar mucha potencia mediante la compresión múltiple si la presión de descarga es superior a 75 psia (5.3 kgf/cm$^2$ abs.) y si el desplazamiento volumétrico está por encima de los 300 pie$^3$/min (8.4 m$^3$/min). Estudie la figura 14/14 y lea su descripción cuidadosamente.

Es práctica usual enfriar el gas entre una y otra etapa de compresión utilizando un enfriador intermedio (o interenfriador) —ver figuras 14/1, 14/14 y 14/15; tal enfriamiento es el que efectúa un ahorro considerable de potencia.

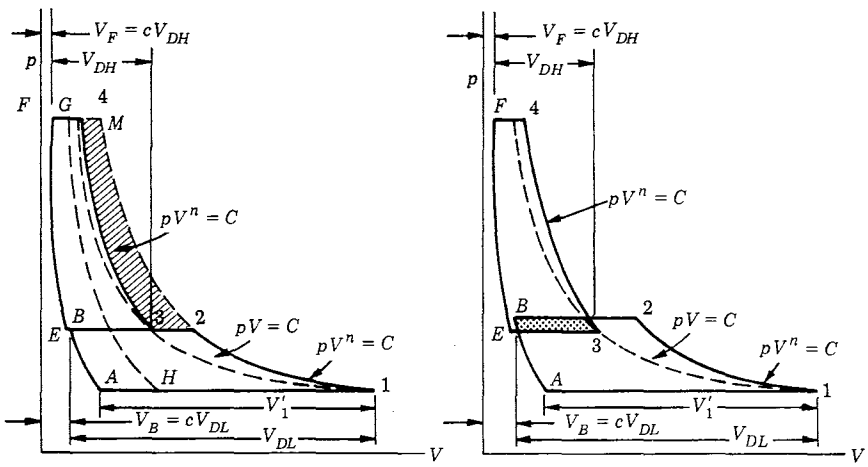



**Fig. 14/14.** *Diagramas convencionales de trabajo para un compresor de dos etapas.* En (a), 1-*M*-*G*-*H* es el contorno del diagrama convencional para compresión de una sola etapa hasta $p_4$, para un espacio muerto dado. Si el coeficiente (o porcentaje) de espacio muerto es el mismo en ambos cilindros, la reexpansión en el cilindro de A.P. se inicia en algún punto *F*, en vez de en *G*. La reexpansión en el cilindro de B.P. comienza en *B*, donde $V_B = V_G$. En una máquina de dos etapas, la succión empieza en *A*. En una de un solo paso, la admisión se inicia en *H*. La capacidad del compresor de doble etapa es mayor que la del de una sola, en la cantidad $V_H - V_A$. Observe que es posible hacer que el espacio muerto sea tan grande que no se descargará nada de aire. De hecho, el variar el espacio muerto es una manera eficiente de regular la capacidad del compresor. El trabajo economizado por la compresión de dos etapas está representado por el área rayada 2-*M*-4-3. Puesto que hay una caída de presión durante el flujo de aire por el interenfriador, los diagramas convencionales pueden mostrar esa caída, como se ve en (b). El área sombreada entre *B* y 3 en (b) representa trabajo perdido (o repetido) debido al descenso de presión.

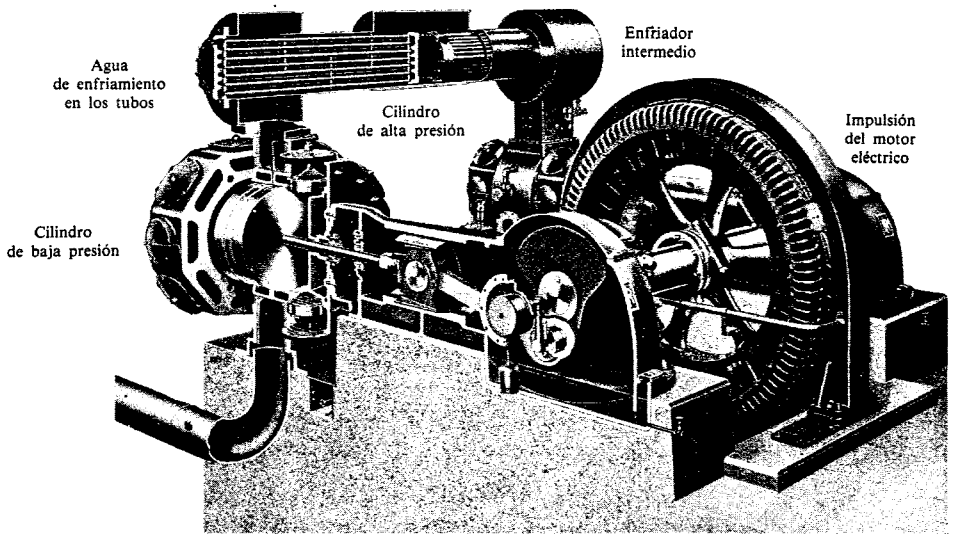



**Fig. 14/15.** *Disposición horizontal dúplex típica de un accionamiento por motor síncrono* (especial para impulsión de máquinas de movimiento alternativo). Potencia: de 400 a 1 000 hp.

La figura 14/14 muestra las partes de los diagramas de indicador ordinarios de una máquina de doble etapa (figura 14/15), estando la alta presión (HP) superpuesta a la baja presión (LP). La succión en el cilindro de baja presión BP (o LP) comienza en $A$ y se admite el volumen $V_1'$. La compresión 1-2 se lleva a cabo y el gas es descargado según 2-B. El gas que se descarga pasa por el interenfriador y baja su temperatura por la acción de agua circulante en los tubos de este elemento. Convencionalmente se supone que el gas que sale del interenfriador y el que entra en el cilindro de alta presión AP (o HP) posee la misma temperatura que tenía al entrar en el cilindro de BP; ver el punto de estado 3. El gas es admitido luego en el cilindro de AP a lo largo de $E$-3, se comprime según 3-4, y finalmente sale de la máquina según 4-$F$. Observemos que una porción de gas siempre permanece en cada cilindro debido al espacio muerto y se debe expander de nuevo según $F$-$E$ (en el cilindro de alta presión HP) y según $B$-$A$ (en el cilindro de baja presión LP).

La ecuación (14-1) expresa el trabajo de un diagrama de indicador como 1-2-$B$-$A$, o bien, 3-4-$F$-$E$-, y se puede utilizar para obtener el trabajo total para este compresor de dos pasos o etapas; simplemente se suma el trabajo de la BP para el trabajo de la AP, y se tiene

$$(14\text{-}5) \qquad W = \frac{nm'RT_1}{1-n}\left[(p_2/p_1)^{(n-1)/n} - 1\right] + \frac{nm'RT_3}{1-n}\left[(p_4/p_3)^{(n-1)/n} - 1\right]$$

en el caso de los dos procesos de compresión politrópica. Es práctica usual ajustar la operación de los compresores de varios pasos de manera que aproximadamente se realicen trabajos iguales en los cilindros, una práctica que resulta en un trabajo mínimo para comprimir una cantidad de aire dada.* Por consiguiente, en el caso particular de $T_1 = T_3$ y de $p_2 = p_3 = p_i$, por ejemplo, se tiene que el trabajo de la etapa de BP es igual al de la AP, o sea,

* Esto se puede probar en el caso de que no haya descenso de presión entre los cilindros y para $T_1 = T_2$, considerando en la ecuación (14-5) que $p_2 = p_3 = p_i$, es una presión variable intermedia a determinar. Luego se deriva $W$ de la ecuación (14-5) con respecto a esta presión $p_i$ y se iguala el resultado a cero. El valor de $p_i$ que se obtiene después de esta diferenciación es $p_i = (p_1p_4)^{1/2}$, igual al que se halla por igualación del trabajo de la primera etapa al de la segunda.

**(a)**
$$\frac{nm'RT_1}{1-n}\left[(p_i/p_1)^{(n-1)/n}-1\right]=\frac{nm'RT_1}{1-n}\left[(p_4/p_i)^{(n-1)/n}-1\right]$$

de lo cual se obtiene

**(b)**
$$p_i/p_1=p_4/p_i \qquad \text{o bien} \qquad p_i=[p_1p_4]^{0.5}$$

que es el valor apropiado para la presión intermedia en el caso de condiciones especificadas. También, puesto que el trabajo de cada cilindro es el mismo, el trabajo total para la máquina de dos etapas es el doble del trabajo en uno u otro cilindro, o sea,

$$W=\frac{2nm'RT_1}{1-n}\left[(p_2/p_1)^{(n-1)/n}-1\right]$$

**(c)**
$$=\frac{2nm'RT_1}{1-n}\left[(p_4/p_1)^{(n-1)/2n}-1\right]$$

ecuación que se aplica sólo cuando $T_1 = T_3$ (figura 14/14) y $p_2 = p_3$, como se halla a partir de **(b)**.

En el caso de tres o más etapas de compresión (más de tres pasos son poco comunes), el método de análisis es semejante al que se da para la máquina de dos etapas.

## 14.13 CALOR TRANSMITIDO EN EL INTERENFRIADOR

Si este dispositivo (ver figura 14/15) es analizado como un sistema de flujo constante y estado estable, se obtiene una ecuación que expresa el calor transmitido si el proceso es reversible ($p = c$) o irreversible (con caída de presión). Consideremos la ecuación de energía para flujo constante y estado estable aplicada al proceso en el interenfriador *B-E* que se muestra en la figura 14/14.

**(a)**
$$H_B + K_B + Q = H_E + K_E + W$$

Para el proceso, $W = 0$ y $\Delta K = 0$. Se deduce que

**(b)**
$$Q = H_E - H_B = \Delta H$$

o puesto que estamos analizando la compresión de un gas,

**(c)**
$$Q = m'c_p(T_E - T_B)$$

donde $m'$ es la masa de gas que pasa por el interenfriador (y también la masa que entra en el cilindro de BP y la que sale por el cilindro de AP).

### 14.14 Ejemplo—compresor de dos etapas

Un compresor de dos pasos y doble acción que funciona a 150 rpm, toma aire a 14 psia (1.06 kgf/cm$^2$ abs.) y 80°F (27°C). El cilindro de BP es de 14 × 15 plg, la carrera en el cilindro de

AP es de 15 plg, y el coeficiente de espacio muerto en ambos cilindros es de 4%. El aire sale a 56 psia (3.9 kgf/cm$^2$ abs.) del cilindro de BP, pasa por el enfriador intermedio y entra en el cilindro de AP a 53.75 psia (3.78 kgf/cm$^2$ abs.), 80°F; fluye de este último cilindro a 215 psia (15.1 kgf/cm$^2$ abs.). El exponente politrópico es $n = 1.3$ para ambos cilindros. Se desprecia el efecto de los vástagos de pistón sobre el lado del cigüeñal. Las condiciones atmosféricas locales son 14.7 psia, 70°F (o sea, 1.033 kgf/cm$^2$ abs. y 21°C). Ver figura 14/16.

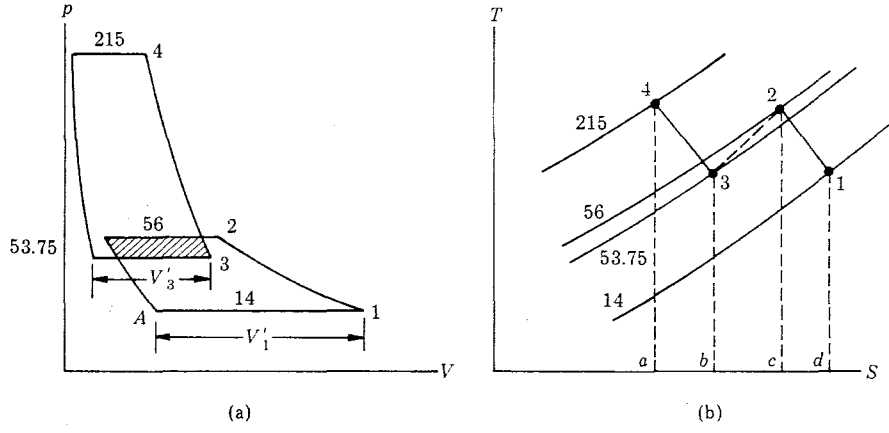



**Fig. 14/16.** *Compresión en dos etapas.* En la figura (b) se presentan los procesos de compresión 1-2 y 3-4, y el enfriamiento en el interenfriador, 2-3. Cuando ocurre un descenso de presión en el enfriador debido a *fricción,* este proceso es irreversible y por esto se muestra con línea punteada.

Determine (a) el volumen de aire libre comprimido, (b) el calor transmitido durante la compresión al agua de enfriamiento que rodea el cilindro de BP, (c) el calor cedido durante el interenfriamiento, (d) el diámetro del cilindro de AP, y (e) el trabajo requerido por el compresor.

**Solución.**

(a) En el caso del cilindro de BP, el desplazamiento volumétrico es

$$V_{DL} = \frac{(\pi D_L^2)}{4}(L)(2n) = \frac{\pi(14)^2(15)(2)(150)}{(4)(1\,728)} = 401 \text{ cfm}$$

La admisión de aire es

$$V'_1 = \eta_v V_{DL} = [1 + c - c(p_2/p_1)^{1/n}] V_{DL}$$

$$= [1.04 - 0.04(56/14)^{1/1.3}](401) = (0.924)(401) = 370 \text{ cfm}$$

que se mide a 14 psia, 80°F.

De $pV/T = C$, el volumen de aire libre es

$$V_a = \frac{p_1 V'_1 T_a}{p_a T_1} = \frac{(14)(370)(530)}{(14.7)(540)} = 346 \text{ cfm}$$

(b) El calor transmitido en el cilindro de BP durante la compresión se muestra en la figura 14/16(b) como el proceso 1-2; además, el aire que cede el calor es el admitido más el del espacio muerto. Ahora bien,

$$T_2 = T_1(p_2/p_1)^{(n-1)/n} = 540(56/14)^{(1.3-1)/1.3} = 744°\text{R}$$

y

$$V_1 = (1 + c)(V_{DL}) = (1.04)(401) = 417 \text{ cfm}$$

de lo cual

$$\dot{m}_1 = \frac{p_1\dot{V}_1}{RT_1} = \frac{(14)(144)(417)}{(53.3)(540)} = 29.2 \text{ lb/min}$$

y el calor transmitido durante el proceso de compresión en el cilindro de BP, vale

$$Q_{12} = m_1 c_v\left(\frac{k - n}{1 - n}\right)(T_2 - T_1)$$

$$= (29.2)(0.1715)\left(\frac{1.4 - 1.3}{1 - 1.3}\right)(744 - 540) = -341 \text{ Btu/min}$$

(c) La masa de aire que cede calor en el enfriador intermedio corresponde a un flujo de volumen de $\dot{V}'_1 = 370$ pie$^3$/min, y es igual a

$$\dot{m}'_1 = \frac{p_1\dot{V}'_1}{RT_1} = \frac{(14)(144)(370)}{(53.3)(540)} = 25.9 \text{ lb/min}$$

El calor cedido vale

$$Q_{23} = \Delta H_{23} = \dot{m}'_1 c_p (T_3 - T_2)$$

$$= (25.9)(0.24)(540 - 744) = -1\,268 \text{ Btu/min}$$

(d) La masa de aire que pasa por el cilindro de AP es $m'_1 = 25.9$ lb/min; de modo que el volumen correspondiente resulta

$$\dot{V}'_3 = \frac{\dot{m}'_1 RT_3}{p_3} = \frac{(25.9)(53.3)(540)}{(144)(53.75)} = 96.3 \text{ cfm}$$

y el desplazamiento volumétrico es

$$\dot{V}_{DH} = \dot{V}'_3/\eta_v = 96.3/0.924 = 104.2 \text{ cfm}$$

$$= \left(\frac{\pi D_H^2}{4}\right)\left(\frac{15}{12}\right)(300)$$

de lo cual $D_H = 0.595$ pie $= 7.14$ plg, o sea, $7\frac{1}{4}$ plg. Es decir, 18.4 cm.

(e) Del cilindro de BP, el trabajo es

$$W_{LP} = \frac{nm'_1RT_1}{(1-n)}\left[(p_2/p_1)^{(n-1)/n} - 1\right]$$

$$\dot{W}_{LP} = \frac{(1.3)(25.9)(53.3)(540)}{(33\,000)(1-1.3)}\left[(56/14)^{(1.3-1)/1.3} - 1\right] = -37 \text{ hp}$$

El signo negativo indica que el trabajo se realiza sobre el aire. Puesto que la relación de presión para el cilindro de HP es $p_4/p_3 = 215/53.75 = 4$ (igual que para el cilindro de baja presión), y $T_3 = T_1 = 540°R$, entonces $\dot{W}_{HP} = \dot{W}_{LP} = -37$ hp. Así pues, el trabajo total del compresor resulta

$$\dot{W} = 2(-37) = -74 \text{ hp}$$

de acuerdo con el diagrama usual.

## 14.15 VELOCIDADES DE PISTON

Las velocidades del émbolo pueden ser hasta de 350 pie/min (107 m/min) en el caso de compresores pequeños; por ejemplo, con una carrera de aproximadamente 6 plg (15 cm), hasta más de 700 pie/min (214 m/min) en compresores grandes, algunos con carrera del pistón de unas 36 plg (90 cm).

## 14.16 CONCLUSION

Sería impropio que este capítulo terminara sin enfocar la atención en dos aspectos. Primero, el diagrama usual para un compresor de movimiento alternativo no corresponde a un ciclo termodinámico. Las dos líneas de presión constante para la succión y la descarga no representan los procesos de calentamiento o de enfriamiento termodinámicos con $p =$ const. Sólo indican un cambio de situación de la masa del gas, sin alteración de las propiedades termodinámicas. Segundo, si la compresión es adiabática irreversible (y en todos los compresores rotatorios así es) entonces se debe prever el empleo de $-\int V\,dp$, de $\int p\,dV$, para evaluar el trabajo. Sin embargo, no hay que olvidar que la ecuación de energía para flujo constante y estado estable siempre es utilizable, haya reversibilidad o irreversibilidad, y sirve aun en el análisis de compresores de movimiento alternativo; o sea, que siempre pueden trasladarse las fronteras del sistema más allá del conjunto pistón-cilindro, y por consiguiente, evitar el uso de estas dos integrales.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**14.1** Un compresor de flujo constante maneja 113.3 $m^3$/min de nitrógeno, medidos en la succión, donde $p_1 = 97.22$ kPa abs. y $t_1 = 26.7°C$. La descarga es a 310.27 kPa abs. y el cambio de energía cinética es despreciable. Para cada uno de los siguientes casos, determine la temperatura $t_2$ y el trabajo si el proceso es **(a)** isentrópico, **(b)** politrópico interiormente reversible con $n = 1.34$, **(c)** adiabático irreversible con una eficiencia de compresión de $\eta_c = 80\%$, **(d)** isotérmico. Resuelva este problema desde el punto de vista de los diagramas de energía. ¿La integral $-\int V\,dp$ representa algo de lo que se pregunta?

*Resp.* **(a)** −15 454, **(b)** −15 168, **(c)** −19 318, **(d)** −12 783 kJ/min.

**14.2** Se requieren 1 902 kW como potencia motriz de un compresor para manejar adiabáticamente aire desde 1 atm, 26.7°C hasta 304.06 kPa abs.

La velocidad inicial del aire es de 21 m/seg y la final, de 85 m/s. **(a)** Si el proceso es isentrópico, halle el volumen de aire manejado, medido en $m^3$/min, en las condiciones de entrada. **(b)** Si la compresión es adiabática irreversible hasta una temperatura de 157.2°C, con la capacidad hallada en **(a)**, determine la potencia de entrada.

*Resp.* **(a)** 899 $m^3$/min, **(b)** 2 377.9 kW.

**14.3** Un pequeño ventilador impulsa 43.33 $m^3$/min de aire cuya densidad es $\rho$ = 1 169 kg/$m^3$. Las cargas estática y de velocidad son de 16.38 y 1.22 cm c.a. (centímetros de agua) (a 15.6°C), respectivamene. La aceleración local de la gravedad es $g$ = 9.741 m/seg$^2$. **(a)** Determine la potencia suministrada al aire por el ventilador. **(b)** Si la velocidad inicial es despreciable, calcule la velocidad final.

*Resp.* **(a)** 1.24 kW, **(b)** 854 m/min.

**14.4** Un soplador para tiro forzado maneja aire a 1 atm, 43.4°C bajo una carga de 26.6 cm c.a. (a 43.3°C). Su potencia de entrada es de 224 kW y tiene una eficiencia de 75%. Calcule el volumen de aire manejado por minuto. La aceleración local de la gravedad es $g$ = 9.71 m/seg$^2$.

*Resp.* 3 908 $m^3$/min.

**14.5** Determine las dimensiones del cilindro de un compresor de doble acción que comprime 28.32 litros de aire por revolución desde 99.975 kPa abs. hasta 723.954 kPa abs. La compresión y la reexpansión se realizan de acuerdo con $pV^{1.35} = C$. Utilice la eficiencia volumétrica convencional; $c$ = 5% y $L/D$ = 1.

*Resp.* 26.77 × 26.77 cm.

**14.6** Se comprimen 6.542 $m^3$/min de oxígeno desde 1 atm y 26.7°C, hasta 310.27 kPa abs., por medio de un compresor de 35.56 × 35.56 cm de una sola etapa y doble acción, que opera a 100 rpm. Los procesos de compresión y de reexpansión son isentrópicos y $\Delta K = 0$. Determine la eficiencia volumétrica, el trabajo realizado sobre el oxígeno y el calor eliminado. Resuelva el problema utilizando primero el diagrama de indicador convencional, compruebe después con un diagrama de energía y considerando flujo constante.

*Resp.* 92.6%, 14.53 kW, 14.57 kW.

**14.7** Determine la eficiencia volumétrica y estime el espacio muerto aproximado de un compresor de 45.75 × 45.75 cm, un solo cilindro y doble acción, que funciona a 150 rpm y suministra 19.82 $m^3$ de un gas desde 1 atm y 26.7°C hasta 675.7 kPa abs. La compresión y la reexpansión son politrópicas, con $pV^{1.32} = C$.

**14.8** Un compresor de aire del tipo de movimiento alternativo, con espacio muerto de 6%, toma 4.25 $m^3$/min de aire, medidos según las condiciones de admisión de 100 kPa abs. y 57.2°C. En el caso de una presión de descarga a 300 kPa abs. y una eficiencia adiabática total de 68%, determine la potencia del motor respectivo.

*Resp.* 13.43 kW.

**14.9** En el caso de un compresor de movimiento alternativo y de dos etapas con enfriamiento intermedio, compruebe que el trabajo será mínimo cuando la presión entre los cilindros (presión del interenfriador) es $p_i = (p_1 p_2)^{0.5}$. En este caso $p_1$ es la presión de entrada al compresor y $p_2$, la presión de descarga del mismo. Además, considere que el enfriador intermedio hace que el aire retorne a la temperatura de entrada a la máquina.

**14.10** Una cierta cantidad de aire se comprime en un compresor de dos etapas y doble acción, el cual es impulsado eléctricamente a 165 rpm. El cilindro de baja presión (de 30.5 × 35.5 cm) recibe 6.85 $m^3$/min de aire a 96.53 kPa abs., 43.3°C; el cilindro de alta presión (de 20.3 × 35.5 cm) descarga el aire a 717.06 kPa abs. Los vástagos de pistón son de 5.1 cm de diámetro y la eficiencia total isotérmica vale 74%. Determine **(a)** la eficiencia volumétrica y **(b)** la potencia necesaria del motor.

**14.11** Se comprimen 11.33 $m^3$/min de aire desde 103.42 kPa abs. y 26.7°C, hasta 827.36 kPa abs. Todos los espacios muertos corresponden a 8%. **(a)** Obtenga la potencia isentrópica y el desplazamiento volumétrico requeridos en el caso de un solo paso de compresión. **(b)** Utilizando los mismos datos determine la potencia ideal mínima para una compresión en dos etapas, si el interenfriador lleva al aire a la temperatura inicial. **(c)** Halle el desplazamiento volumétrico en cada cilindro según las condiciones de la parte **(b)**. **(d)** ¿Qué cantidad de calor se extrae en el enfriador? **(e)** Para una eficiencia de compresión de 78%, ¿qué potencia de salida es necesaria en el motor utilizado?

*Resp.* **(a)** 55.4 kW, 15.88 $m^3$/min, **(b)** 47.46 kW, **(c)** 12.43 $m^3$/min, 4.39 $m^3$/min, **(d)** 1 423 kJ/min, **(e)** 61.5 kW (2 etapas).

**14.12** Escriba el programa de computadora requerido. Se estudia el efecto del exponente politrópico $n$ sobre la eficiencia volumétrica convencional de un compresor dado. Seleccionar un coeficiente (o porcentaje) específico de espacio muerto $c$ y una relación de presión $p_2/p_1$ prevista, y calcular las eficiencias volumétricas considerando que $n$ varía en el intervalo de 1 a 1.4 (por ejemplo, en el caso de aire).

## UNIDADES TECNICAS

**14.13** El compresor de flujo constante de una turbina de gas con ciclo Brayton admite aire a razón de 45 000 pie$^3$/min (1 260 m$^3$/min) a 15 psia (1.056 kgf/cm$^2$ abs.), 60°F (15.6°C), y lo comprime según una relación de presión de 9.5; la eficiencia del compresor es de 82%. Utilice la sección B 2 y obtenga **(a)** la temperatura de descarga, **(b)** la potencia de compresión, en hp, **(c)** la irreversibilidad y cambio en disponibilidad termodinámica para $p_0$ = 15 psia, $t_0$ = 60°F.

**14.14** Un compresor de baja presión, flujo constante y provisto de camisa de agua, comprime 15 lb/min de aire desde 14.7 psia (1.033 kgf/cm$^2$ abs.) y 70°F (21.1°C) hasta 5 psig (presión manométrica) y 110°F (43.3°C). **(a)** Considere que el proceso es politrópico, desprecie el cambio de energía cinética y determine la potencia. ¿Qué cantidad de agua (en masa) circula si el aumento de temperatura del agua de enfriamiento es de 6°F? ¿Cuánto vale $-\int V dp$ en este sistema y qué representa? **(b)** Considere al proceso como adiabático irreversible (no hay camisa de agua) con una temperatura final de 130°F (en vez de 110°F) y obtenga el valor de $m$ en la ecuación $pV^m = C$, y evalúe el trabajo. ¿Qué representa $-\int V dp$ en este sistema? Compare los trabajos.

*Resp.* **(a)** −129 000 pie·lb/min, 3.64 lb/min de agua, $-\int V dp$ = −165.8 Btu/min. **(b)** 1.577, −216 Btu/min.

**14.15** Una cierta cantidad de aire es extraída de un espacio grande y un ventilador le imparte una velocidad de 20 m/seg. La densidad del aire es $\rho$ = 1.216 kg/m$^3$ y la potencia suministrada al aire es de 0.0345 cv·min/kg de aire. Halle la carga estática en el ventilador, en cm c.a. (a 38°C).

**14.16** El trabajo adiabático de entrada requerido para comprimir 25 kg/min de aire desde 0.98 kgf/cm$^2$ abs. y 27°C hasta una presión mayor es de 60 cv, donde $\Delta K$ = 0. **(a)** Si el proceso es reversible obtenga la presión de descarga. **(b)** Si la compresión hasta esta presión es irreversible, donde $n_c$ = 84%, determine el trabajo adiabático de entrada. **(c)** ¿Cuál de estos dos procesos causará el mayor incremento en la disponibilidad termodinámica?

**14.17** Se tiene agua que circula a razón de 52 lb/min alrededor del cilindro de un compresor de aire; entra a 70°F, sale a 80°F, y todo el calor que recibe proviene del aire contenido en el cilindro. La compresión es interiormente reversible desde 14.7 psia, 80°F, hasta 330°F; así mismo, $\Delta K$ = 0. En el caso de un flujo de aire de 50 lb/min, obtenga **(a)** la potencia, **(b)** $\Delta S$ para el aire, **(c)** la parte disponible del calor con respecto al aire, y de nuevo, como fue recibido por el agua, si $t_0$ = 60°F.

*Resp.* **(a)** 83 hp, **(b)** −0.791 Btu/°R·min, **(c)** 109, 14.3 Btu/min.

**14.18** Un compresor de aire, con un cilindro horizontal de 14 × 14 plg y doble acción, y 5% de espacio muerto, opera a 120 rpm, tomando aire a 14.4 psia y 88°F, y descargándolo a 57.6 psia. Los procesos de compresión y reexpansión son politrópicos con $n$ = 1.33. Haga un croquis del diagrama convencional y determine **(a)** la eficiencia volumétrica también convencional, **(b)** la masa de aire descargada, **(c)** la potencia comunicada al aire. **(d)** ¿Cuánto vale $-\int V dp$ para el proceso de compresión?

*Resp.* (B 1), **(a)** 90.8%, **(b)** 19.3 lb/min, **(c)** 29 hp.

**14.19** Un compresor de aire con un solo cilindro, de 350 × 300 mm, doble acción y con 5.5% de espacio muerto, opera a 125 rpm. La presión y la temperatura en la succión son de 14 psia y 100°F, respectivamente. La presión de descarga es de 42 psia. Los procesos de compresión y reexpansión son isentrópicos. Considerando el compresor convencional y despreciando el efecto del vástago del pistón, resuelva **(a)** la eficiencia volumétrica, **(b)** la masa y el volumen de aire en las condiciones de succión, manejados por minuto, **(c)** la potencia suministrada al aire, **(d)** el calor cedido y **(e)** la potencia indicada que se desarrollaría si la eficiencia de la compresión es de 75%.

**14.20** Un compresor de tipo rotatorio comprime dióxido de carbono desde 15 psia y 90°F, según una relación de compresión de 7, y 75% de eficiencia de la compresión; $\Delta K$ = 0. Halle la temperatura de descarga. Resuelva el problema utilizando la sección B 1 y compruebe la respuesta con las tablas de gas.

*Resp.* (B 1) 1 100°R, (B 3) 1 009°R.

**14.21** Un compresor maneja 3 500 pie$^3$/min de dióxido de carbono, con una succión a $p_1$ = 14.2 psia y $t_1$ = 75°F. En la descarga, $p_2$ = 28.4 psia y $t_1$ = 178°F. La velocidad inicial es de 40 pie/seg y la velocidad final, de 150 pie/seg. El proceso es adiabático irreversible. Determine **(a)** $\Delta H'$, $\Delta U'$, $\Delta S'$, **(b)** $\dot{W}'$, **(c)** $\eta_c$.

*Resp.* **(a)** 8 150, 6 400 Btu/min, 2.06 Btu/°R·min, **(b)** −8 309 Btu/min, **(c)** 82%.

**14.22** Un compresor de flujo constante comprime 65 m$^3$/min de metano desde 1.056 kgf/cm$^2$ abs. y 24°C, hasta 1.056 kgf/cm$^2$ abs. El proceso es adiabático irreversible y el cambio de energía

cinética es despreciable. Si la eficiencia de la compresión es $\eta_c = 82.7\%$, determine **(a)** $t_2$, **(b)** $\Delta S$, **(c)** $W$, **(d)** ¿Cuánto vale $-\int V dp$? ¿Cuál es el cambio de disponibilidad termodinámico por kilogramo de metano que se maneja, si la temperatura disponible más baja es $t_0 = 40°C$?

**14.23** Un compresor ha de ser diseñado con 6% de espacio muerto para manejar 14 $m^3$/min de aire a 1.033 kgf/$cm^2$ abs. y 20°C, el estado al inicio de la carrera de compresión. La compresión es isentrópica a 6.3 kgf/$cm^2$ man. **(a)** ¿Qué desplazamiento en $m^3$/min es necesario? **(b)** Si el compresor se utiliza a una altitud de 1 800 m y la temperatura inicial y la presión de descarga permanecen iguales que antes, ¿en qué porcentaje se reduce la capacidad del compresor? **(c)** ¿Cuál debe ser el desplazamiento volumétrico de un compresor a la altitud de 1 800 m para manejar la misma masa de aire que en **(a)**?

**14.24** Un compresor de aire de dos etapas, sin espacio muerto, descarga 90 lb/min de gas a 140 psia. En la succión $p_1 = 14.3$ psia y $t_1 = 60°F$. La compresión es según $pV^{1.31} = C$, y el interenfriador lleva al aire a 60°F. Obtenga **(a)** la presión intermedia óptima, **(b)** la potencia convencional, **(c)** el calor de los diversos procesos (represente éstos en el plano $TS$). **(d)** ¿Qué potencia sería necesaria para una compresión isentrópica en una máquina de un solo paso? **(e)** ¿Cuál es el ahorro debido al proceso de enfriamiento? ¿Vale la pena éste? **(f)** Si la temperatura del agua de enfriamiento en el interenfriador se eleva en 15°F, ¿qué masa de agua se requiere?

*Resp.* **(a)** 44.75 psia, **(b)** −198 hp, **(c)** −717, −3 483, −717 Btu/min, **(d)** −243 hp, **(e)** 45 hp, **(f)** 232 lb/min.

**14.25** Un compresor de un solo cilindro, doble acción y que funciona a 200 rpm, tiene una velocidad de pistón de 600 pie/min (180 m/min). Comprime 60 lb/min (30 kg/min) de aire desde 14 psia (0.98 kgf/$cm^2$ abs.) y 60°F (15°C) hasta 95 psia (6.7 kgf/$cm^2$ abs.). El espacio muerto vale 5.5%. Tratándose de una compresión isentrópica, determine **(a)** $\eta_c$, $\dot{V}_D$ y $\dot{W}$; **(b)** $p_m$ del diagrama convencional y **(c)** el diámetro y la carrera en el cilindro del compresor. Calcule $\dot{W}$ dos veces utilizando las propiedades del aire dadas en las secciones B 1 y B 2. Compare los resultados.

*Resp.* (B 1), **(a)** $\dot{V}_D = 983$ $pie^3$/min, **(b)** 29.9 lb/$plg^2$, **(c)** 17.35 × 18 plg.

# 15

# TURBINAS DE GAS Y MOTORES DE REACCION

## 15.1 INTRODUCCION

A Herón, sabio de Alejandría, se le acredita la invención de la primera turbina de gas (vapor de agua), aproximadamente en el año 120 a.C. El instrumento constaba de un pequeño globo de metal, denominado ***eolipila***, montado entre dos tubos conectados a una olla de vapor. El vapor salía por otros dos pequeños tubos en forma de L, unidos a lados opuestos del globo, haciéndolo girar, en el mismo sentido y no producía trabajo de salida.

La primera turbina de gas (aire) que produjo trabajo probablemente fue el molino de viento. Comenzó a ser utilizado en el Oriente Medio en los años 900, y en Europa en los años 1100. En los años 1600 ya se empleaban dispositivos instalados sobre los fogones de algunas cocinas que hacían dar vueltas a la carne colocada en un asador; los gases calientes provenientes del fuego hacían girar una especie de ventilador que estaba conectado al asador.

Los rasgos característicos de una turbina de gas, tal como la imaginamos hoy en día, incluyen un proceso de compresión y un proceso de adición de calor (o combustión). Estas características no son nuevas, aunque una máquina práctica es un invento relativamente reciente. Joule y Brayton* propusieron en forma independiente el ciclo que constituye el prototipo ideal de la máquina actual. Alrededor de 1872 se construyó una turbina que no tuvo éxito, y en 1906 ya se había desarrollado una máquina capaz de producir potencia neta de salida. Había dos obstáculos principales por vencer, como lo revelaba el análisis termodinámico. A fin de obtener valores prácticos de potencia: (1) la temperatura al principio de la expansión debe ser alta (hasta hace algunos años, las temperaturas permisibles más altas se hallaban entre los 370 a 425°C), y (2) el compresor y la turbina deben funcionar con alto grado de eficiencia. Los avances metalúrgicos permiten temperaturas de trabajo más altas (por ejemplo, entre 815 y 1 095°C, o más, si el alto costo o la corta duración son aceptables, o ambas cosas). El mejor conocimiento de la aerodinámica ha sido, en parte, responsable de las mejoras de la eficiencia tanto de los compresores centrífugos como de los de flujo axial. Vea en la figura p/6 del Prólogo, la ilustración de una turbina de gas diseñada para desarrollar trabajo útil de salida.

* Ver la nota de la página 30. George Brayton, contemporáneo de Otto (§ 16.1) fue un ingeniero de Boston. Sin embargo, su máquina era del tipo de movimiento alternativo, y no rotativo.

## 15.2 CICLO DE BRAYTON CON FLUJO CONSTANTE

En la figura 15/1 se muestran esquemas que explican el funcionamiento de este ciclo. Está diseñado como ciclo abierto o como ciclo cerrado, dependiendo de su utilización, y la gran mayoría de las turbinas de gas, actualmente en funcionamiento, pertenecen a la variedad de ciclo abierto, con un sistema de admisión expuesto a la atmósfera y quema de combustible en este aire. La parte de la máquina hasta antes de la turbina se llama ***gasificador***. Los ciclos cerrados de la turbina de gas pueden emplear una sustancia de trabajo diferente del aire; por ejemplo, el argón o el helio pueden usarse en un reactor nuclear como fuente de energía, porque —por alguna razón— no son tan propensos a volverse radiactivos (y el helio posee un coeficiente de transferencia de calor mucho más alto que el aire, lo cual permite un menor cambio de calor). La sustancia operante en el ciclo cerrado se encuentra a presiones más altas que la atmosférica en todos los puntos, el gas más denso sirve para reducir el volumen ocupado por el equipo, y el trabajo por unidad de masa puede hacerse que sea casi el mismo. El trabajo neto $W$ es el trabajo total de la turbina $W_t$ menos el trabajo total del compresor $W_c$ (incluyendo todas las etapas de compresión), y puede impulsar una hélice, un generador u otra máquina. Existen equipos auxiliares que consumen trabajo en la máquina real, los cuales no serán considerados.

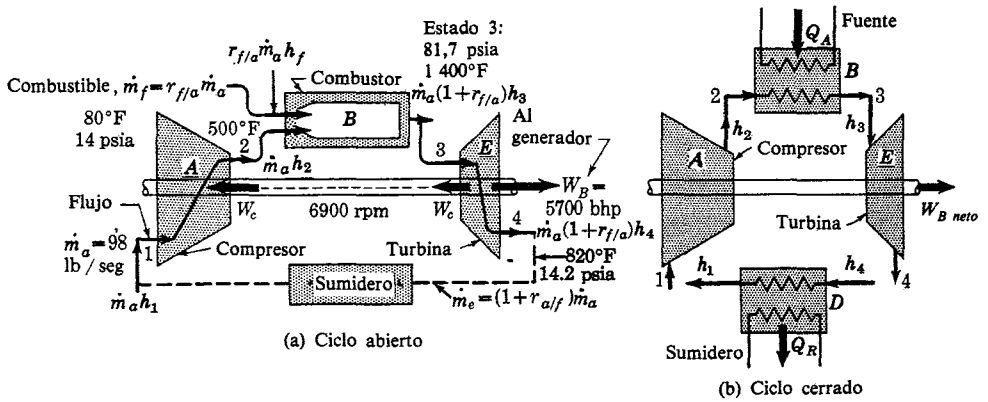



**Fig. 15/1.** *Disposiciones de sistemas con turbina de gas.* En el ciclo abierto (a), el aire entra al compresor $A$, el cual lo envía a los combustores (fig. 15/17), en los cuales se inyecta y quema el combustible; $r_{f\,a}$ es la relación de combustible a aire. Los productos calientes de la combustión entran a la turbina, se expanden a aproximadamente la presión de los alrededores y son descargados. Las propiedades que se indican son valores de muestra para las plantas estacionarias de potencia. En (b) circula la sustancia de trabajo absorbiendo calor y descargándolo en los cambiadores de calor $B$ y $D$.

La práctica común, particularmente en un primer cálculo aproximado, es analizar el ciclo abierto como un ***ciclo estándar de aire*** en el cual: (1) se desprecian la masa y propiedades del combustible, (2) el calor suministrado es la energía liberada por la reacción termoquímica de dicho combustible, (3) la sustancia tiene, en todas sus partes, las propiedades del aire, y (4) en ocasiones se suponen incluso calores específicos constantes. Estas suposiciones equivalen a tener aire como sustancia operante de un ciclo cerrado. Se formularán ecuaciones en la forma básica (generalmente entalpias de estagnación), y se supondrán constantes los calores específicos. Si la sustancia de trabajo es un gas monoatómico, los calores específicos son esencialmente constantes (para los fines de esta aplicación), § 2.22, y las conclusiones correspondientes a este supuesto son válidas. En el caso del aire y otros gases, los calores específicos variarán notablemente. En el caso del aire de estándar no es razonable suponer

calores específicos constantes, ya que se dispone de tablas de propiedades que permiten considerar su variación; ver la sección B 2. Si se calcula $\Delta h$ entre *cualesquiera* estados $a$ y $b$, se obtendrán mejores resultados cuando se emplea el calor específico medio entre $a$ y $b$; $\Delta h = (c_p)_{ab}\,(T_b - T_a)$.

En el caso del ciclo ideal, el cual consta de dos procesos isobáricos y dos procesos isentrópicos (con flujo nulo o flujo constante en lo que respecta al *ciclo* de trabajo) está representado en los planos $pv$ y $Ts$ de la figura 15/2, el trabajo se obtiene ya sea por $\oint dQ$, o bien, $\oint dW$.

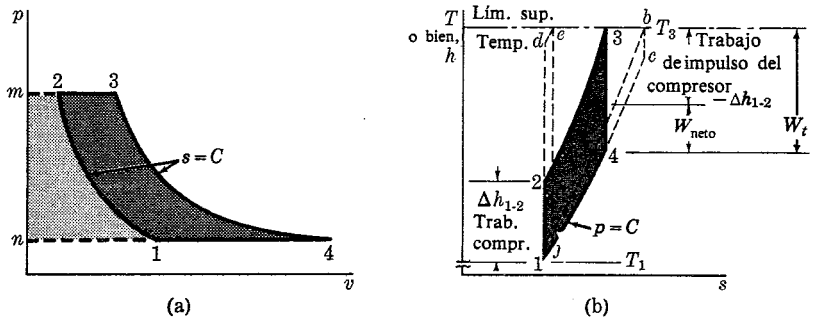



**Fig. 15/2.** *Ciclo de Brayton.* También se conoce como ciclo de Joule. La temperatura tope está determinada por la capacidad de los materiales empleados para resistir los efectos del calor. $\oint dQ = \oint dW = W_{neto}$ = área 1-2-3-4.

A partir de $\oint dW$ se evalúa el trabajo del fluido mediante la ecuación (4-10) para cada máquina de flujo constante adiabático como $W = -\Delta h - \Delta K = -\Delta h_0$ en términos de las entalpias de estagnación. O bien, si $\Delta K$ es despreciable a través del volumen de control para cada elemento de equipo,

**(a)** $$W = W_t - |W_c| = h_3 - h_4 - (h_2 - h_1) = c_p(T_3 - T_2 + T_1 - T_4)$$

[PARA CUALQUIER SUSTANCIA PURA] [PARA $k$ CONSTANTE]

**(b)** $$e = \frac{W}{Q_A} = \frac{h_3 - h_2 + h_1 - h_4}{h_3 - h_2} = 1 - \frac{h_4 - h_1}{h_3 - h_2} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

[PARA CUALQUIER SUSTANCIA PURA] [PARA $k$ CONSTANTE]

Esta ecuación para la eficiencia térmica se puede escribir en varias formas significativas. Primero, si utilizamos la definición de la relación de presión, $r_p = p_2/p_1 = p_3/p_4$, sección 7.31, y la relación $T_p$ para una isentrópica, tendremos

**(c)** $$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = r_p^{(k-1)/k}$$

**(d)** $$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{(k-1)/k} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = r_p^{(k-1)/k}$$

de lo cual $T_2/T_1 = T_3/T_4$ para $k$ constante. Al reordenar la ecuación, queda

**(e)** $$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} \quad \text{o bien} \quad \frac{T_4}{T_1} - 1 = \frac{T_3}{T_2} - 1 = \frac{T_4 - T_1}{T_1} = \frac{T_3 - T_2}{T_2}$$

**(f)** $$\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3}$$

Si hacemos uso de esta relación **(b)** se obtiene la eficiencia térmica como

**(g)** $$e = 1 - \frac{T_1}{T_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} = \frac{T_3 - T_4}{T_3} = 1 - \frac{T_4}{T_3}$$

La ecuación **(g)** nos recuerda la eficiencia de Carnot, pero no es tal. Un ciclo de Carnot al funcionar entre los mismos límites de temperatura, $T_3$ y $T_1$, figura 15/2, posee una mayor eficiencia, $(T_3 - T_1)/T_3$. La relación $TV$ para el proceso isentrópico resulta

**(h)** $$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1} = r_k^{k-1}$$

donde $r_k = V_1/V_2$, que es la relación, índice o grado de compresión. Al utilizar $r_p$ de la ecuación **(c)** y $r_k$ de la ecuación **(h)**, en la ecuación **(g)**, obtenemos que

(15-1) $$e = 1 - \frac{1}{r_k^{k-1}} = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} \qquad \text{[PARA } k \text{ CONSTANTE]}$$

Como la relación de presión $r_p$ para el ciclo ideal es la misma durante la compresión y la expansión, se prefiere su empleo y no el de $r_k$. El índice de expansión $r_e$ es diferente de $r_k$, incluso en el ciclo ideal, a menos que $k_{3\text{-}4} = k_{1\text{-}2}$.

El análisis de las ecuaciones **(g)** y (15-1) indica que la eficiencia térmica del ciclo ideal puede mejorarse: (1) incrementando $T_2$, (2) disminuyendo $T_4$, y (3) aumentando el índice de compresión o la relación de presión; pero, más allá de cierto punto, esta mejoría va acompañada por un trabajo decreciente por unidad de masa. Uno de los hechos naturales, a los que el ingeniero de turbinas de gas debe enfrentarse, es el de la "temperatura tope", figura 15/2. Consideremos el ciclo 1-*def*, en el cual es grande la relación de presión (1 a *d*); su eficiencia se acerca a la de la máquina de Carnot (si *de* es muy pequeño, el calor se suministra según $T \approx C$), pero su trabajo neto, que es el que se desea, se aproxima a cero. Además, el trabajo del ciclo disminuye si la relación de presión baja a menos de cierto valor, como lo indica el ciclo 1-*abc*.

## 15.3 TEMPERATURA INTERMEDIA PARA TRABAJO MAXIMO

Con base en la anterior explicación, vemos que para las temperaturas fijas inicial y final $T_1$ y $T_3$ existe cierta temperatura intermedia $T_2$ que podría dar por resultado un trabajo máximo. Esto nos interesa porque se debe tratar de que las dimensiones de la máquina

sean tan pequeñas como sea posible. Sustituyamos el valor de $T_4$ de la ecuación **(f)** en la ecuación **(a)**, § 15.2, diferenciemos $W$ respecto a $T_2$, e igualemos a cero la derivada ($T_1$ y $T_3$ son constantes).

**(a)** $$\frac{dW}{dT_2} = \frac{mc_p d[T_3 - T_2 + T_1 - (T_1T_3)/T_2]}{dT_2} = 0$$

(15-2) $$-1 + \frac{T_1T_3}{T_2^2} = 0 \qquad \text{o bien} \qquad T_2 = (T_1T_3)^{1/2} \quad [\text{PARA } k \text{ CONSTANTE}]$$

valor de $T_2$ que dará por resultado el trabajo máximo del ciclo ideal, que se encuentra limitado por las temperaturas $T_1$ y $T_3$.

## 15.4 TURBINA DE GAS CON FRICCION DE FLUIDO

Al considerar el ciclo real en su forma simple, figura 15/3, suponga que son adiabáticos los procesos del compresor y de la turbina, y que resulta despreciable el $\Delta K$ neto para cada uno de ellos (o las entalpias de estagnación, § 7.23). A partir de un diagrama simple de energía, o de la ecuación (4-10), tenemos los siguientes trabajos de fluido:

**(a)** $$W_c' = -\Delta h = h_1 - h_{2'} = c_p(T_1 - T_{2'})$$

**(b)** $$W_t' = -\Delta H = (1 + r_{f/a})(h_3 - h_{4'}) = (1 + r_{f/a})c_p(T_3 - T_{4'})$$

donde $r_{f/a}$ es la relación de aire-combustible ($r_{f/a} = 0$ en el ciclo cerrado); su magnitud es pequeña, del orden de 0.02, y probablemente menor. Además, una pequeña cantidad de aire extraída antes de la combustión para enfriar partes de la turbina es casi igual a la masa del combustible. Para "400% de aire" (§ 13.5), $r_{f/a} \approx 0.016$, lo que varía un poco según distintos combustibles hidrocarbónicos. Esa gran cantidad de aire se necesita para controlar la temperatura tope (§ 13.20). En términos de las entalpias de estagnación, la eficiencia de compresión $\eta_c$, así como la eficiencia de la turbina $\eta_t$, están dadas en las secciones 7.31 y 14.8.

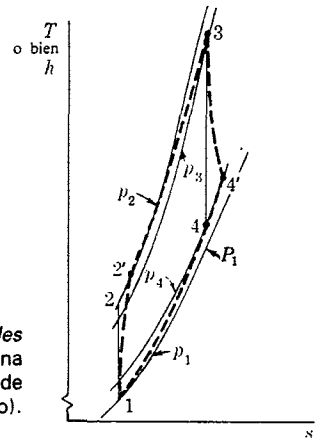



**Fig. 15/3.** *Fricción de fluido.* El área encerrada por los procesos *irreversibles no* representa trabajo. Debido a la fricción, la relación de presión en la turbina real es menor que en el compresor. Al diseñarla se debe calcular la caída de presión a través de los combustores 2-3 (o el cambiador de calor del ciclo cerrado). Ver § 15.6.

El calor real suministrado al fluido con $\Delta K = 0$ es $Q_A' = h_3 + h_{2'} = c_{p\,2'\text{-}3}(T_3 - T_{2'})$; la eficiencia térmica es

(15-3A)
$$e' = \frac{h_3 - h_{4'} - (h_{2'} - h_1)}{h_3 - h_{2'}} = \frac{(T_3 - T_{4'} - (T_{2'} - T_1)}{T_3 - T_{2'}}$$

[PARA CUALQUIER FLUIDO] [PARA $k$ CONSTANTE]

(15-3B)
$$e' = \frac{(h_3 - h_4)\eta_t - \dfrac{h_2 - h_1}{\eta_c}}{h_3 - h_{2'}} = \frac{(T_3 - T_4)\eta_t - \dfrac{T_2 - T_1}{\eta_c}}{T_3 - T_{2'}}$$

[PARA CUALQUIER FLUIDO] [PARA $k$ CONSTANTE]

Prosiguiendo el manejo de la forma con $k$ constante, sin caídas de presión, consideremos $T_2/T_1 = T_3/T_4 = r_p^{(k-1)/k}$ en esta ecuación para eliminar $T_2$ y $T_4$, se emplea el valor de $T_{2'}$ obtenido de la definición de la eficiencia del compresor, ecuación (14-4), a saber

(c)
$$T_{2'} = \frac{T_2 - T_1(1 - \eta_c)}{\eta_c}$$

y se reordena para obtener finalmente

(d)
$$e' = \left(\frac{\eta_t T_3 - T_1 r_p^{(k-1)/k}/\eta_c}{T_3 - T_1 - T_1(r_p^{(k-1)/k} - 1)/\eta_c}\right)\left(1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}}\right)$$

Note que los últimos paréntesis encierran un término que es la eficiencia de un ciclo de Brayton ideal con una relación de presión $r_p$. El propósito de la obtención de esta forma consiste en demostrar que la eficiencia del ciclo real depende de las temperaturas alta y baja, así como la relación de presión. Si se desea conocer la eficiencia máxima para un intervalo específico de temperaturas, podemos diferenciar la ecuación anterior con respecto a $r_p$ e igualarla a cero. No hay mucho o casi nada que hacer respecto de $T_1$; por lo cual puede ser, digamos, de 540°R (o sea, 300°K). Ahora bien, en el caso de una temperatura específica de admisión en una turbina [por ejemplo, 1 400°F (700°C) = 1 860°R (1 033°K)] supongamos varias relaciones de presión y tracemos una gráfica. Obtendremos una curva como la que se indica con 1 400°F (o sea, 700°C) en la figura 15/4, la cual señala un hecho importante: *para cada temperatura de admisión en una turbina, existe una relación de presión determinada que da por resultado una eficiencia térmica máxima*; es decir, la eficiencia térmica real no crece indefinidamente con la relación de presión, como sucede con la curva punteada que corresponde al ciclo ideal.

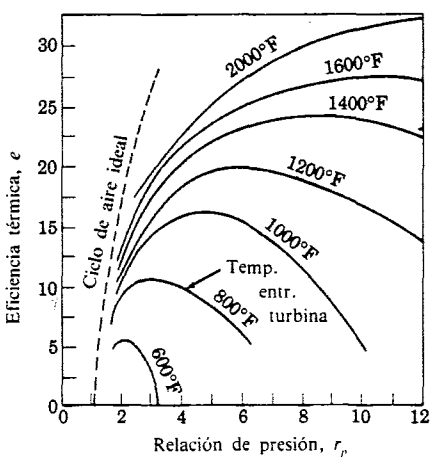



**Fig. 15/4.** *Eficiencia en función de la relación de presión.* Según Zucrow[15.1]. Cada curva corresponde a un valor particular de $T_{3'}$ como se indica, en el caso del ciclo simple con fricción, con figura 15/3, pero sin las caídas de presión 2'-3 y 4'-1; eficiencia del combustor, 100%; $\eta_t$ = 85%; $\eta_c$ = 84%; $k$ (constante) = 1.4 para el aire. Las curvas para la variación en el trabajo de salida en función de $r_p$ cambian de la misma manera, pero la $r_p$ óptima para el trabajo máximo es menor que la $r_p$ óptima en el caso de la máxima eficiencia. Por ejemplo, a $T_3$ = 1 400°F (760°C); la óptima $r_p \approx 8$ para $e_{máx} \approx$ 24.5%; la óptima $r_p \approx 5$ para $W_{máx} \approx$ 54 Btu/lb; con $r_p = 8$, $W \approx$ 50 Btu/lb; con $r_p = 5$, $e \approx$ 20%.

## 15.5 Ejemplo: Turbina de gas con y sin fricción, estándar de aire

La toma en el compresor de un ciclo de Brayton *estándar de aire* (calor específico variable) es de 40 000 pie$^3$ min a 15 psia (1.05 kgf/cm$^2$ abs.) y 40°F (4.4°C). La relación de compresión es $r_k = 5$ y la temperatura de entrada en la turbina vale 1 440°F (782°C). Despréciense la caída de presión entre el compresor y la turbina y sea la presión de salida de la misma de 15 psia (1.05 kgf/cm$^2$ abs.); los cambios de energía cinética en cada proceso, figura 15/5, son despreciables. (a) En el caso del ciclo ideal, hallar la potencia neta de salida y la eficiencia térmica. (b) Para una eficiencia de turbina $\eta_t = 85\%$ y una eficiencia de compresión $\eta_c = 83\%$, calcule la potencia de salida neta y la eficiencia térmica. ¿Cuál es el porcentaje de reducción de la potencia?

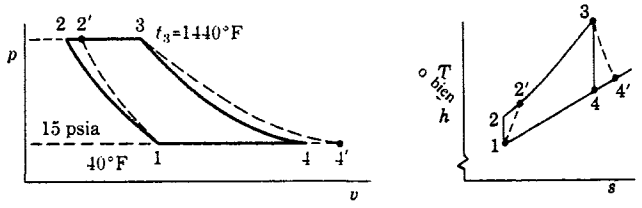



Fig. 15/5. (a) (b)

(c) Determine la p.m.e. del ciclo ideal. (d) ¿Cuál es la disponibilidad termodinámica del aire de escape a partir del ciclo actual, con respecto a un resumidero a $p_0 = 15$ psia (1.05 kgf/cm$^2$ abs.) y $T_0 = 500$°R (278°K)?

**Solución.** El ciclo está representado en los planos *pv* y *Ts* en la figura 15/5. Para permitir calores específicos variables, utilicemos la sección B 2, a partir de la cual:

Para 500°R (278°K): $h_1 = 119.48$ $p_{r1} = 1.059$ $v_{r1} = 174.90$ $\phi_1 = 0.58233$

Para 1 900°R (1 055°K): $h_3 = 477.09$ $p_{r3} = 141.51$ $v_{r3} = 4.974$ $\phi_3 = 0.91788$

En el caso de una relación o grado de compresión $r_k = 5$, obtenemos $v_{r2} = v_{r1}/5 = 174.9/5 = 34.98$. Correspondiente a este valor, leemos (el valor entero más cercano de $T$ suele ser adecuado)

$$T_2 = 944.4°\text{R} \quad h_2 = 227.2 \quad p_{r2} = 10 \quad \phi_2 = 0.73624$$

Puesto que la relación o índice de expansión en el ciclo de Brayton, con calores específicos variables, es diferente del índice de compresión, encontramos las propiedades en 4, a partir de $p_{r4}$, como sigue:

**(a)**
$$r_{p34} = r_{p12} = \frac{p_{r2}}{p_{r1}} = \frac{10}{1.059} = 9.44 \qquad p_{r4} = \frac{p_{r3}}{r_{p34}} = \frac{141.51}{9.44} = 14.99$$

$$T_4 = 1\,056 \quad h_4 = 254.96 \quad v_{r4} = 26.09 \quad \phi_4 = 0.76401$$

(a) Para $\Delta K = 0$ en cada caso, obtenemos

**(b)**
$$W_c = -(h_2 - h_1) = -227.2 + 119.48 = -107.72 \text{ Btu/lb}$$

**(c)**
$$W_t = h_3 - h_4 = 477.09 - 254.96 = 222.13 \text{ Btu/lb}$$

**(d)**
$$Q_A = h_3 - h_2 = 477.09 - 227.2 = 249.89 \text{ Btu/lb}$$

**(e)**
$$e = \frac{\oint dW}{Q_A} = \frac{222.13 - 107.72}{249.89} = \frac{114.41}{249.89} = 45.8\%$$

Para una masa de aire de

**(f)** $$\dot{m}_a = \frac{p_1 \dot{V}_1}{RT_1} = \frac{(15)(144)(40\ 000)}{(53.3)(500)} = 3\ 240 \text{ lb/min}$$

encontramos la potencia neta de salida como

**(g)** $$\dot{W} = \frac{(114.41)(3\ 240)}{42.4} = 8\ 743 \text{ hp}$$

(b) Las cantidades de trabajo reales son

**(h)** $$W'_c = -\frac{107.72}{0.83} = -130 \text{ Btu/lb} \qquad W'_t = (0.85)(222.13) = 188.8 \text{ Btu/lb}$$

**(i)** $$W' = 188.8 - 130 = 58.8 \text{ Btu/lb}$$

El trabajo real desarrollado en el eje sería aproximadamente de 3% menor que este valor, considerando la eficiencia mecánica. Para hallar la eficiencia térmica se determina la entalpia en el estado 2′, figura 15/5. A partir de $W'_c = -130$, tenemos

**(j)** $W'_c = h_1 - h_{2'} = -130$ o $h_{2'} = 119.48 + 130 = 249.48$ Btu/lb $\quad T_{2'} = 1038°\text{R}\ 576.6°\text{K}$

**(k)** $$e' = \frac{W'}{Q_A} = \frac{58.8}{477.09 - 249.48} = 25.9\%$$

**(l)** $$\text{Porcentaje de pérdidas} = \frac{114.41 - 58.8}{114.41} = 48.5\%$$

En esta gran pérdida de trabajo no se toman en cuenta las pérdidas por combustión incompleta, las caídas de presión a través del combustor y otros conductos, etc. Una conclusión importante es que un pequeño incremento en $\eta_c$ y $\eta_t$ da por resultado un considerable aumento en la eficiencia térmica, así como en el trabajo neto.

(c) El "desplazamiento volumétrico" en el ciclo ideal es el volumen mayor menos el menor, $V_4 - V_2$. Para conservar números pequeños empleamos 1 unidad de masa; o sea, $v_4 - v_2$. Por lo tanto,

**(m)** $$v_1 = \frac{V_1}{m} = \frac{40\ 000}{3\ 240} = 12.34 \text{ pie}^3\text{/lb} \qquad v_2 = \frac{12.34}{5} = 2.468 \text{ pie}^3\text{/lb}$$

**(n)** $$v_4 = \frac{RT_4}{p_4} = \frac{(53.3)(1\ 055.7)}{(15)(144)} = 26.05 \text{ pie}^3\text{/lb}$$

**(o)** $$p_m = \frac{W}{V_D} = \frac{(114.41)(778)}{(26.05 - 2.468)(144)} = 26.2 \text{ psi}$$

es la p.m.e. de este ciclo de Brayton. Comparémosla con la p.m.e. del ciclo de Carnot (11 psi, § 8. 9) de igual índice de compresión. En las máquinas rotativas que giran a alta velocidad se puede tolerar una p.m.e. baja.

(d) La entalpia en 4′, figura 15/5, a partir de un balance de energía es

**(p)** $$h_{4'} = h_3 - W_t' = 477.09 - 188.8 = 288.29 \text{ Btu/lb}$$

De acuerdo con esto, de B 2 obtenemos $T_{4'} = 1\,188°\text{R}$, $\phi_{4'} = 0.79373$, lo cual, para los datos en cuestión, constituye una estimación del estado real de salida. Supongamos que $K_4$ es despreciable y notemos que $p_0 = p_1 = p_{4'}$; entonces la ecuación (6-13) produce

**(q)** $$s_{4'} - s_0 = \phi_{4'} - \phi_0 = 0.79373 - 0.58233 = 0.2114 \text{ Btu/lb}\cdot°\text{R}$$

La disponibilidad termodinámica en 4′ por la ecuación (5-8), resulta

**(r)** $$-(\Delta\mathscr{A}_{f0})_{4'} = h_{4'} - h_0 - T_0\Delta s = 288.29 - 119.48 - 500(0.2114) = 63.11 \text{ Btu/lb}$$

lo cual es 107% del trabajo real $W'$. La alta temperatura de salida, así como esta disponibilidad, indican que algo más podría obtenerse a partir de la energía de escape; entre otras cosas, puede emplearse para calentamiento regenerativo, § 15.8.

## 15.6 BALANCE DE ENERGIA PARA EL COMBUSTOR

En general, en un proceso de combustión no toda la energía química se convierte en energía interna molecular ni en entalpia sensible. La eficacia (o eficiencia) de la combustión (*burning*) puede definirse simplemente como

**(a)** $$\eta_b = \frac{\text{Incremento real de energía sensible } (\Delta H)}{\text{Incremento ideal para combustión ideal completa}}$$

donde las entalpias deberán ser entalpias de *estagnación* si $\Delta K$ es significativa. Para una eficiencia $\eta_b$, entonces una proporción de combustible no quemado igual a $(1 - \eta_b)$, sale del combustor por unidad de masa de combustible. Un diagrama de energía, basado en la unidad de masa del aire y en el cual se usa la entalpia de combustión $-h_{rp}^{\circ} = q_l^0$, se muestra en la figura 15/6 (ver § 13.20). Si se desea pueden utilizarse entalpias de formación, § 13.30. El tiempo requerido para el paso de los gases a través del combustor es tan breve, que el calor por unidad de masa puede tomarse como cero, $Q = 0$. Entonces tenemos el balance de energía,

(15-4) $$r_{f/a}(h_x - h^0)_f + \eta_b r_{f/a} q_l^0 + (h_{2'} - h^0)_a = (1 + r_{f/a})(h_3 - h^0)_p$$

donde $(h_x - h^0)_f$ es la entalpia sensible del combustible; $q_l^0 = -h_{rp}^0$. Consideremos que en la ecuación (15-4) se despeja $\eta_b$ y comparémosla con la definición **(a)**. Si el valor de referencia es a 0°R, la ecuación (15-4) se reduce a (ver § 13.28)

(15-5) $$r_{f/a}(h_{fx} + \eta_b q_{l0}) + h_{a2'} = (1 + r_{f/a})h_{p3}$$

Es común que esta forma de la ecuación se emplee con el poder calorífico estándar, en

lugar de $q_{f0}$, con un pequeño error. Si $r_{f/a}$ es un número pequeño, entonces $1 + r_{f/a} \approx 1$ y $r_{f/a}h_{fx}$ es despreciable; la ecuación (15-5) se vuelve

**(b)** $$\eta_b r_{f/a} q_{f0} + h_{a2'} = h_{p3} \quad \text{o bien} \quad h_{p3} - h_{a2'} = \eta_b r_{f/a} q_{f0}$$

Si la eficiencia de combustión es del 100% y los productos son aire (en el estándar de aire), tenemos

**(c)** $$h_3 - h_{2'} = r_{f/a} q_{f0} = Q'_A$$

el cual se utilizó como el calor suministrado para el ciclo de fluido con fricción, § 15.5. Por conveniencia, la energía asignada a la máquina real se toma como el poder calorífico estándar, es decir, $E_c = r_{f/a} q_l^\circ$, lo cual da

**(d)** $$e' = \frac{W'}{m_f q_l^\circ} \quad \text{o bien} \quad e' = \frac{W'}{r_{f/a} q_l^\circ}$$

que es un número o valor adimensional. El trabajo $W'$ puede ser trabajo de fluido, trabajo efectivo (lo cual nos da $e_b$), o bien, trabajo combinado (que nos da $e_k$). Si $m_f$ es el valor en lb(comb.)/hp·h, el correspondiente $W'$ es 2 544 Btu/hp·h, y el denominador $m_f q_l^\circ$ es el *consumo específico de calor*. La entalpia sensible de un combustible hidrocarbónico líquido está dada aproximadamente por la ecuación (13-7), § 13.19,

(13-7) $$h_f = 0.5T - 287 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

y la masa molecular de los productos de la combustión es casi igual a $M_p = 28.92$.[0.6] Conforme se necesite, $h_p = \bar{h}_p/M_p$, etc.

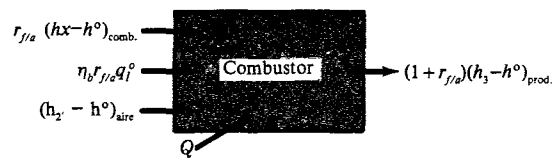



**Fig. 15/6.** *Diagrama de energía para un combustor.* El valor de referencia para la medición de entalpias es el estado estándar de 25°C (77°F) y 1 atm; $q_l^\circ = -h_{fp}^\circ$, entalpia estándar de la reacción. El combustible entra en algún estado $x$ distinto del estado del aire. Las entalpias usadas deben ser valores de estagnación si $\Delta K$ es significativa; por ejemplo, $h_{02'} = h_{2'} + K_{2'}$.

La eficiencia del combustor, a cargas nominales o casi las nominales, debe ser mayor que 95%, excepto a cierta altitud de consideración.[15.1] La caída de presión en el combustor será del 2% al 10% de la presión, conforme se entre en el mismo.

Consideremos que el ciclo ideal, correspondiente a una turbina de gas real, tiene los mismos valores de $T_1$, $p_1$, $p_2$ y $T_3$ que la máquina real, como no hay caídas de presión, $p_4 = p_1$, los subíndices son como se define en la figura 15/5. Observe que la energía asignable no es la misma en la máquina ideal que en la real.

## 15.7 Ejemplo: Combustor

Sea este aparato como se describió en § 15.5(b), y calculemos la relación aire-combustible para $\eta_b = 95\%$ y $\Delta K \approx 0$. El combustible es $C_8H_{18}$, inyectado a 84°F (18.8°C).

**Solución.** Para el octano, $q_{l0}$ = 19 330 Btu/lb, de § 13.28. Por § 15.5 tenemos que $h_{2'}$ = 249.48 Btu/lb de aire que sale del compresor. Para el primer cálculo de ensayo supongamos que los productos poseen las propiedades correspondientes a 400% de aire, B 8, y se obtiene $\bar{h}_3$ = 14 087.2 a 1 900°R (1 055.5°K). Por la ecuación (13-7), la entalpia del combustible es

**(a)** $$h_f = 0.5T - 287 = (0.5)(544) - 287 = -15 \text{ Btu/lb(comb.)}$$

Por la ecuación (15-5), con entalpias según la referencia de 0°R (o bien, 0°K), tenemos que ($M_p$ = 28.92)

$$r_{f/a}(h_{fx} + \eta_b q_{l0}) + h_{a2'} = (1 + r_{f/a})h_{p3.}$$

**(b)** $$r_{f/a}[-15 + (0.95)(19\,330)] + 249.48 = (1 + r_{f/a})\frac{14\,087.2}{28.92}$$

de lo cual $r_{f/a}$ = 0.0133 lb (comb.)/lb (aire), que está más cerca a 500% de aire que a 400%. Puede realizarse una iteración conforme a las instrucciones para interpolar en las *Tablas de Gas,*[0.6] pero habrá pocos cambios en el resultado. En posteriores cálculos, la entalpia y otras propiedades de la mezcla de los productos reales puede determinarse mediante los métodos descritos en el Capítulo 13.

## 15.8 CICLO IDEAL CON CALENTAMIENTO REGENERATIVO IDEAL

Habiendo observado que una considerable energía disponible va al resumidero y que la temperatura en el escape de la turbina 4 (y 4'), figura 15/5, es mayor que la temperatura al final de la compresión 2, podríamos pensar en aplicar las ideas de Ericsson y Stirling respecto de la regeneración (§ 8.10). Consideremos que el gas de salida en 4, y el aire descargado en 2, son conducidos a un cambiador de calor (un regenerador), figura 15/7, de manera que los gases calientes de escape, 4, cedan calor al aire, 2. Desde el punto de vista teórico, si el cambiador de calor fuese lo suficientemente grande y el flujo lo bastante lento, el aire del compresor podría ser calentado en forma reversible hasta la temperatura 4 en el estado *b*, figura 15/8, mientras que los gases de escape, se enfriarían hasta la temperatura 2 en el estado *a* (§ 8.11). Parte del calor anteriormente descargado, a $h_4 - h_a$, es *cambiado dentro* del sistema y el calor que va al resumidero no es únicamente $h_a - h_1$. Además, es necesario agregar sólo una cantidad de calor igual a $h_3 - h_b$, en lugar de $h_3 - h_2$, como se hizo anteriormente. Puesto que se necesita menos combustible, esta adición debe incrementar la eficiencia del ciclo ideal, lo cual hace en efecto [por la relación $(h_3 - h_2)/(h_3 - h_4)$]. A partir de la figura 15/8 encontramos que la eficiencia térmica para una masa constante de 1 lb ($r_{f/a}$ = 0) es

**(a)** $$e = \frac{\oint dW}{Q_A} = \frac{\oint dQ}{Q_A} = \frac{h_3 - h_b + (h_a - h_1)}{h_3 - h_b} = \frac{h_3 - h_4 - h_2 + h_1}{h_3 - h_4}$$

donde $\Delta K \approx 0$ para cada proceso y, en el caso de los gases ideales, $h$ es solamente función de la temperatura; de manera que en el *ciclo cerrado* $h_b = h_4$ y $h_a = h_2$. Sustituyamos $\Delta h = c_p \Delta T$ y, para los fines presentes, suponga que $c_p$ es constante en todo caso; la ecuación **(a)** se convierte entonces en

**(b)** $$e = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4} = 1 - \frac{T_1}{T_3}\left(\frac{T_2/T_1 - 1}{1 - T_4/T_3}\right) = 1 - \frac{T_1}{T_3} r_p^{(k-1)/k}$$

donde hemos utilizado $T_2/T_1 = T_3/T_4 = r_p^{(k-1)/k}$ [ecuación **(c)**, § 15.2]. Con una temperatura inicial fija $T_1$, la ecuación **(b)** muestra que empleando un regenerador, la eficiencia térmica se incrementa cuando $T_3$ aumenta, y *disminuye cuando aumenta la relación de presión*. Notemos, por lo contrario, que sin el regenerador [ecuación (15/1)], la eficiencia del ciclo *se incrementa* cuando lo hace la relación de presión. *Con* regeneración, el ciclo 1-*abc*, figura 15/2, se aproxima a la eficacia del de Carnot. La regeneración es imposible con el ciclo 1-*def*, figura 15/2.

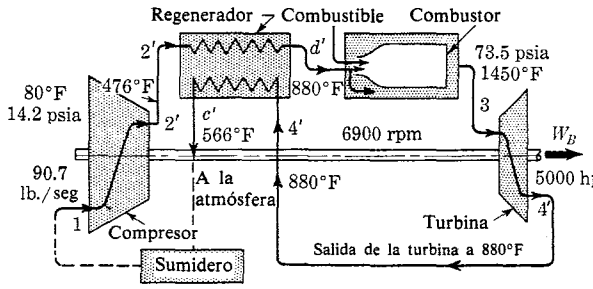



**Fig. 15/7.** *Representación esquemática con regeneración.* Los nombres concuerdan con los estados que se muestran en la figura 15/9. Las propiedades numéricas se adaptan a partir de valores de prueba. Sólo parte del aire entra al espacio de combustión a fin de que esa mezcla sea rápidamente combustible.

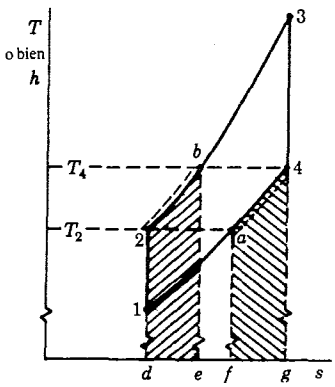



**Fig. 15/8.** *Regeneración: ciclo ideal.* El eje *s* está al cero absoluto, Area 4-*afg* = Area 2-*bed*, y cada una representa interacción térmica.

El regenerador es relativamente grande (el costo de uno de los tipos comunes es casi proporcional a su tamaño), debido principalmente al bajo coeficiente de transmisión de calor que los gases tienen a través de una interfaz. También deben ser lo suficientemente grandes para que los gases no experimenten disminuciones excesivas de presión durante su paso por el dispositivo.

## 15.9 EFICACIA (O EFICIENCIA) DE UN REGENERADOR

La *eficacia de un regenerador* se define como

(15-6) $$\varepsilon_r = \frac{\text{Cantidad real de calor transmitido}}{\text{Cantidad que podría transmitirse reversiblemente}}$$

En el caso de una particular diferencia media de temperatura entre los gases de un regenerador, la eficacia aumenta con el tamaño (o sea, el área de la superficie transmisora de calor)

para un determinado tipo de cambiador térmico, pero los tipos compactos de cambiadores están siendo continuamente mejorados (fig. 15/14). Para ciertos datos de comparación, el tamaño requerido para $\varepsilon_r = 90\%$ es más de 6 veces el que se necesita para $\varepsilon_r = 50\%$. Si consideramos los estados actuales 2′ y 4′, figura 15/9, una transferencia reversible de calor (§ 8.11) daría como resultado un gas que sería calentado de 2′ a $d$, y los gases de escape serían enfriados de 4′ a $c$. No obstante, en la realidad el gas únicamente es calentado hasta cierto estado $d'$, y los productos, enfriados hasta cierto estado $c'$. De esta manera, la eficacia del regenerador, en términos de los estados que se muestran en la figura 15/9, es

$$\text{(a)} \qquad \varepsilon_r = \frac{h_{d'} - h_{2'}}{(1 + r_{f/a})(h_{4'} - h_c)} \qquad [t_c = t_2]$$

que se aplica con o sin caída de presión en el cambiador de calor (regenerador) si $d'$ es el estado real del aire que sale (puesto que $Q = \Delta H$ para flujo constante con $\Delta K = 0$). Desde un punto de vista práctico $r_{f/a} = 0$ en los ciclos abiertos. Aunque $h_{d'} - h_{2'} = (h_{4'} - h_{e'})(1 + r_{f/a})$, generalmente es cierto que los calores específicos de estos procesos son diferentes.

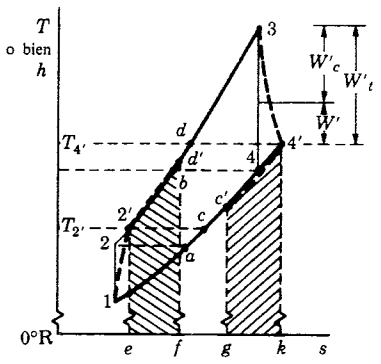



**Fig. 15/9.** *Regeneración imperfecta con fricción de fluido en las máquinas.* Area $e$-2′-$d'f$ = área $k$-4-$c'g$; $\Delta p = 0$ en el regenerador y los tubos. Si hay los inevitables caídas de presión, considere que las líneas punteadas 2-3 y 4′-1 no son isobáricas y entonces las áreas rayadas no representan calor.

A una temperatura límite particular, la curva de *eficacia* trazada en función de la relación de presión, para un ciclo de Brayton, con regenerador y con fricción de fluido, se eleva hasta un punto máximo a una cierta relación de presión, y luego disminuya como sucede en el ciclo simple, figura 15/4; pero llega a un máximo a un índice de presión *menor*. Para las mismas eficacias con el mismo valor de $T_3$ pero sin caídas de presión, las relaciones de presión comparables para una eficacia máxima son 11.5 para el ciclo simple, y 6 para un ciclo regenerativo con $\varepsilon_r = 60\%$. Los consumos específicos comparativos de combustible en el caso de una turbina de gas de 300 hp (relativamente pequeña) son: sin regeneración, 0.7 lb/bhp·h ($e_b \approx 19.7\%$); con regeneración, 0.46 lb/bhp·h ($e_b \approx 30\%$).[15.24]

## 15.10 OTRAS VARIANTES DEL CICLO DE BRAYTON

El interenfriamiento en los procesos de compresión, descrito en § 14.12, se emplea para ahorrar trabajo. Esta característica, junto con la regeneración, se representa en la figura 15/10. Las diversas cantidades de energía se pueden expresar por inspección de cada uno de los sistemas de la figura 15/10, o a partir de un diagrama *Ts*, figura 15/11. En términos de entalpias de estagnación, o totales, tenemos

**(a)** $$|W_c'| = h_{a'} - h_1 + h_{2'} - h_b = \frac{h_a - h_1}{\eta_{c1}} + \frac{h_2 - h_b}{\eta_{c2}}$$

donde $\eta_{c1}$, $\eta_{c2}$ son las eficiencias de compresión en las etapas de BP y AP, respectivamente.

**(b)** $$W_t' = (1 + r_{f/a})(h_3 - h_{4'}) = (1 + r_{f\,a})(h_3 - h_4)(\eta_t)$$

por unidad de masa que entra a la máquina, $r_{f\,a} = 0$ *para un ciclo cerrado.*

**(c)** $$|Q_R'| = h_{a'} - h_b + (1 + r_{f\,a})(h_{c'} - h_1)$$

**(d)** $$Q_A' = (1 + r_{f\,a})(h_3 - h_{d'})$$

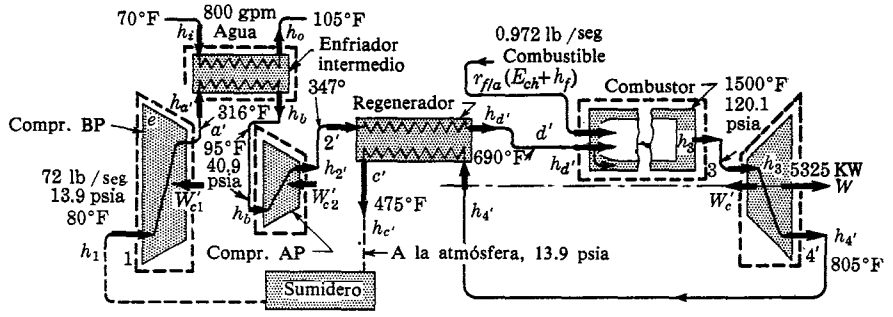



**Fig. 15/10.** *Interenfriamiento y regeneración.* Los valores de las propiedades indicadas se redondearon a partir de datos de prueba. Ver la figura 15/11.

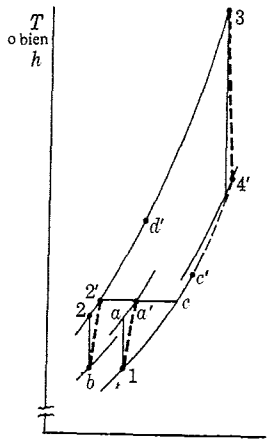



**Fig. 15/11.** *Interenfriamiento en compresión y regeneración.* El ciclo 1-*a'b*-2'-*d'* -3-4'-*c'*-1 muestra la representación en el plano *Ts* del ciclo en la figura 15/10. El enfriamiento entre etapas puede dar por resultado un incremento notable en la eficiencia térmica.[15.7] En realidad, $t_b$ raras veces es igual a $t_1$; ver la figura 15/10. La eficiencia del regenerador para este ciclo es

$$\varepsilon_r = \frac{h_{d'} - h_{2'}}{(h_{4'} - h_c)(1 + r_{f\,a})}$$

A menudo $r_{f\,a}$ se toma como cero. La eficacia del regenerador mostrado en la figura 15/10 podría incrementarse haciéndolo más grande; la respuesta, desde el punto de vista de la ingeniería, es una transacción entre el tamaño y la eficiencia en función de los costos.

Otra variante con ventajas, particularmente un mejor ahorro de combustible con cargas menores que la total, es el empleo de dos turbinas en lugar de una, caso en el cual se utiliza una turbina para mover el compresor, y otra produce el trabajo neto. Entre ambas turbinas puede tenerse o no la quema de más combustible, instalando otro combustor,

como se ve en las figuras 15/12 y 15/13, para tener un sistema con ***recalentamiento***. En la figura 15/13 el recalentamiento es 4'-5 y la expansión en la turbina de carga es 5-6'. El trabajo realizado por la turbina de alta presión (AP) es numéricamente igual al trabajo de compresión más la fricción mecánica $E_f$; es decir,

**(e)** $$W'_{HP} = W'_c = (1 + r_{f/a})(h_3 - h_{4'}) = h_{2'} - h_1 + E_f$$

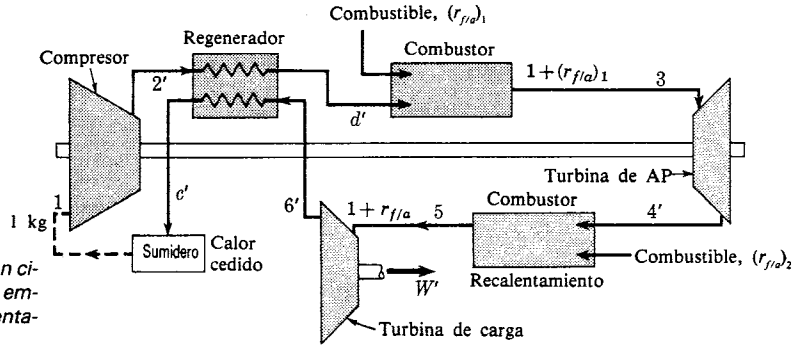



**Fig. 15/12.** *Esquema de un ciclo compuesto en el que se emplea regeneración y recalentamiento.*

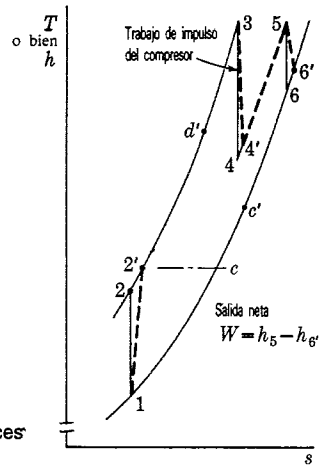



**Fig. 15/13.** *Ciclo de turbina de gas con regeneración y recalentamiento.* A veces también se emplean dos turbinas sin recalentamiento; ver la figura 15/14.

El ciclo de Brayton, con numerosas variantes, constituye el prototipo ideal de una amplia diversidad de aplicaciones: para usos industriales y navales; como fuente de potencia en los artefactos espaciales, siendo nuclear o solar la fuente básica de energía; existe un diseño que lleva parte de la salida de un compresor a través de una cámara de combustión y una turbina, y parte a través de un enfriador final y una turbina, con la obtención de un efecto frigorífico a temperaturas criogénicas. Ver una aplicación particular en la figura 15/14.

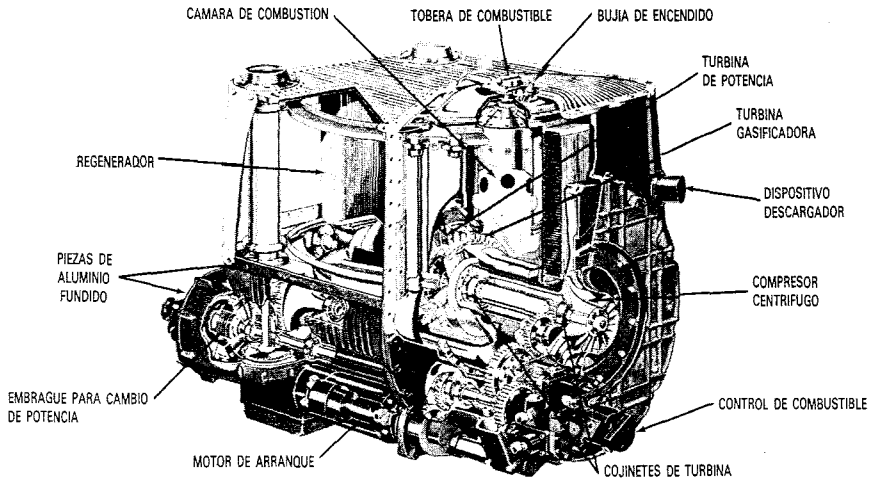



**Fig. 15/14.** *Turbina de gas regenerativa para impulso de vehículos.* Potencia nominal al nivel del mar y 26.6°C (80°F), 280 hp a 33 860 rpm de la turbina de potencia; en el compresor centrífugo $r_p$ = 3.8; $t_3$ (fig. 15/11) = 940.5°C (1 725°F); la temperatura en el escape es de aproximadamente de 274.4°C (525°F). Observe los dos rotores de turbina. La que impulsa el compresor recibe el nombre de *turbina de gasificación*. El regenerador es del tipo rotativo (Ljungström, fig. p/3), con un 90% de eficiencia. Esta unidad incorpora una interconexión entre las turbinas de potencia y de gasificación, que funciona en algunos casos con ventajas.
(*Cortesía de General Motors Research Laboratories, Warren, Mich.*)

## 15.11 PROPULSION A REACCION

El ciclo ideal para un motor del tipo turborreactor (*turbojet*) es el ciclo de Brayton, figura 15/15, pero como esta máquina no produce trabajo de salida, los detalles de los acontecimientos reales son distintos de los que ocurren en una turbina de gas. Imaginemos que la máquina se desplaza a través de la atmósfera. En primer lugar, existe un efecto de ariete *i*0 que se produce en un ***difusor*** (§ 15.15), figura 15/17. En 0, el trabajo de compresión eleva el estado a *b*, la combustión lo trae a *c* ("calor agregado" en el estándar de aire equivalente), y luego se desarrolla la expansión isentrópica *cd* en la turbina que mueve al compresor; a continuación los gases entran en la tobera de escape y se aceleran hasta una velocidad alta y una energía cinética, en *e*; luego pasan a los alrededores. En el caso de una tobera adiabática,

$$\textbf{(a)} \qquad h_d - h_e = K_e - K_d \qquad [Q = 0]$$

Mientras la corriente de la tobera se mueve con una velocidad $\mathscr{v}$, macroscópicamente, sus moléculas prosiguen sus movimientos usuales al azar, de modo que, en un gas ideal, su velocidad cuadrada media es proporcional a la temperatura absoluta del gas (§ 1.17); el termómetro se mueve junto con el gas. La compresión y la expansión reales son irreversibles: hasta 0′ en el difusor; 0′*b*′ en el compresor; *cd*′ en la turbina; *d*′ *e*′ en la tobera. Ver en la explicación de la figura 15/15 ciertas relaciones útiles.

Primero debemos realizar un análisis termodinámico, seguido por el análisis ordinario basado en la segunda ley de Newton. En el análisis termodinámico se necesitan ciertos principios de la cinemática que emplearemos en su forma más simple para el movimiento rectilíneo, siendo colineales todos los vectores velocidad, y las corrientes de gas se mueven a través de las fronteras, perpendicularmente al plano de las aberturas. Asimismo, no hay

cantidades de energía correspondientes a fuerzas de cuerpo (lo cual significa que $\Delta P = 0$ en el caso de movimiento horizontal), y los estados donde se utilizan las entalpias son estados de equilibrio locales.

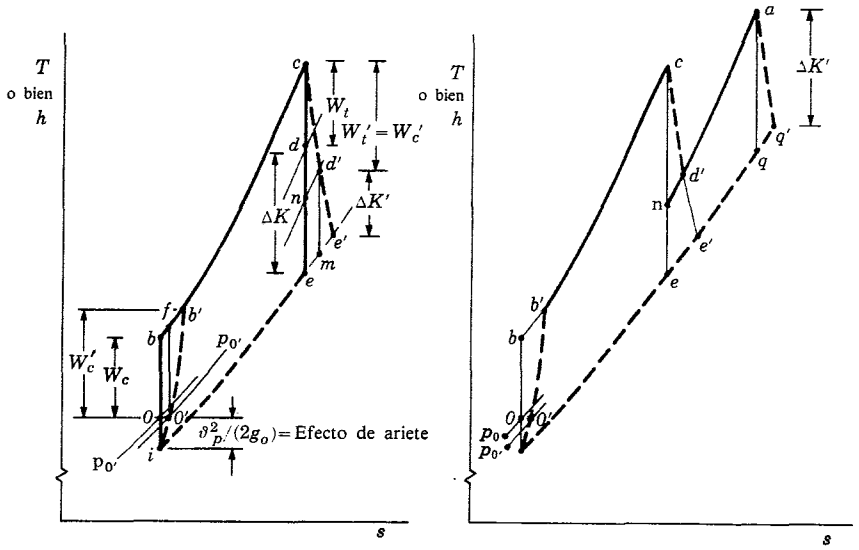
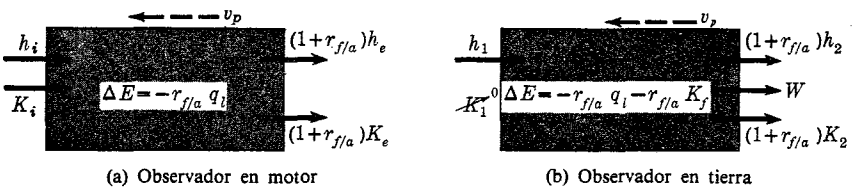



**Fig. 15/15.** *Procesos en un motor de reacción del tipo "turbojet" en el plano Ts.* El proceso *io* (o bien, el *io'* real), virtualmente a la temperatura de estagnación ($\mathscr{v}_p$ es la velocidad respecto al aire), se produce en la sección del difusor, figura 15/17; el compresor trae el estado ideal a *b* (b' es el real). Observe que para lograr la presión $p_b = p_{b'}$, desde 0', la relación de presión $r_p$ del compresor real debe ser mayor que la del compresor isentrópico. En (a), la eficiencia del compresor, $\eta_c = \Delta h_{0'f}/\Delta h_{0'b'}$; de la turbina, $\eta_t = \Delta h_{cd'}/\Delta h_{cn}$; de la tobera, $\eta_n = \Delta h_{d'e'}/\Delta h_{d'm}$. La ubicación de *d'* satisface la relación $W_t' = W_c'$, o bien, $(1 + r_{f/a})(h_c - h_{d'}) = h_{b'} - h_{0'}$. Si las caídas de presión se consideran, $r_p$ para *ce* es menor que $r_p$ para *ib* ($p_c < p_b$ y $p_e > p_i$). El quemador de salida, con una combustión adicional después de la expansión en la turbina, como en (b), tiene por objeto aumentar la fuerza de propulsión; procesos *d'aq'*.

Si un motor de reacción impulsa un avión a una velocidad respecto al aire $\mathscr{v}_p$, siendo esta cantidad la velocidad $\mathscr{v}_i$ del aire con respecto a un sistema de ejes unido a la armazón de la máquina; se tiene así que $\mathscr{v}_i = \mathscr{v}_p$. El efecto relativo es el mismo que si el motor se encontrara en un banco de pruebas estacionario con una corriente de aire en movimiento hacia él, con una velocidad $\mathscr{v}_i$ (flujo unidimensional). Como la velocidad siempre es relativa, lo mismo sucede con la energía cinética; la energía cinética *específica* de la corriente entrante, relativa a la máquina, es $K_i = m\mathscr{v}_i^2/2 = \mathscr{v}_i^2/(2\mathbf{k})$. De la misma manera, la energía cinética de la corriente de salida, relativa al aparato, es $K_e = \mathscr{v}_e^2/(2\mathbf{k})$, donde $\mathscr{v}_e$ es la velocidad relativa de salida de los gases. Sea la base de las ecuaciones una unidad de masa de aire que entra en el motor por unidad de tiempo; se tiene también $r_{f/a}$ en kg(comb.)/kg(aire).




(a) Observador en motor (b) Observador en tierra

**Fig. 15/16.** *Esquemas de energía para un motor de turborreacción ("turbojet").*

Entonces, el diagrama de energía que "presencia" un observador a bordo de la máquina es la figura 15/16(a). No percibe ningún trabajo realizado (no hay un eje motor que salga de la máquina), únicamente los gases de entrada y salida que fluyen y el proceso químico de combustión, lo cual representa una disminución de la energía almacenada de $r_{f/a}q_l$ para cada unidad de masa de aire. Por otra parte, el diagrama de energía que capta un observador en tierra, figura 15/16(b), tiene un término de trabajo, el realizado para vencer la resistencia al movimiento (en inglés *drag*). Recordemos que los gases tienen flujo constante y la máquina está en equilibrio estático (velocidad constante). Además, el observador en tierra advierte velocidades absolutas (lo cual significa que son relativas al suelo) $\mathscr{v}_i$ (= 0 en aire estático) y $\mathscr{v}_2$, así como las energías cinéticas específicas correspondientes, y percibe una disminución de energía almacenada, no únicamente la energía química $r_{f/a}q_l$ que va a los alrededores, sino también la pérdida de energía cinética almacenada correspondiente a la masa de combustible que sale; a saber, $r_{f/a}K_f = r_{f/a}\mathscr{v}_p^2/(2\mathbf{k})$, puesto que el combustible se mueve con la velocidad del motor $\mathscr{v}_p$ antes de que salga. Los balances de energía, para la figura 15/16, son:

**(b)** $$h_i - (1 + r_{f/a})h_e = (1 + r_{f/a})K_e - K_i - r_{f/a}q_l \quad \text{[FIG. 15/16(a)]}$$

**(c)** $$h_1 - (1 + r_{f/a})h_2 = (1 + r_{f/a})K_2 + W - r_{f/a}q_l - r_{f/a}K_f \quad \text{[FIG. 15/16(b)]}$$

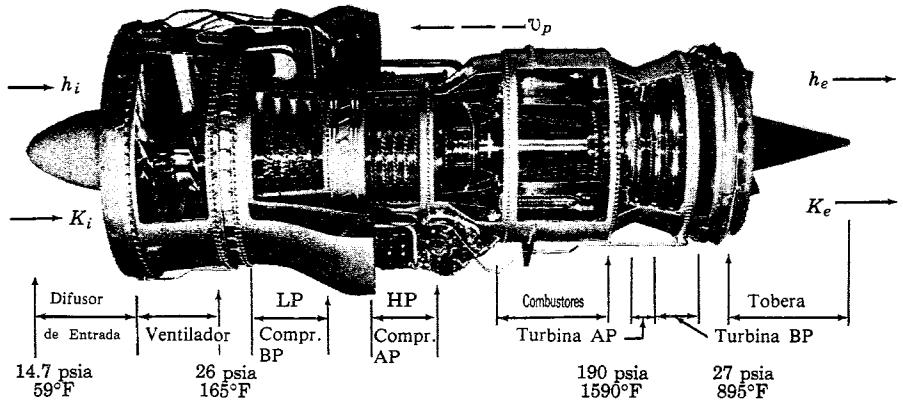



**Fig. 15/17.** *Motor de reacción (o reactor) "turbofan".* En un reactor de tipo "turbojet" puro, la sección del ventilador (§15.15) no se utiliza. Los datos mostrados son característicos de las condiciones de despegue; la fuerza propulsora es de 18 000 lb para un flujo de aire total de 460 lb/seg, con 265 lb/seg a través del ventilador o soplante, 195 lb/seg de aire primario (compresores de BP y de AP). Las energías cinéticas que entran y salen, como se indica, son relativas a la máquina. Se ha removido casi toda la cubierta exterior. (*Cortesía de Pratt & Whitney Aircraft, East Hartford, Conn.*)

donde $q_l = -h_{rp}$, (las entalpias sensibles son para el mismo valor de referencia que $q_l$) y todas las energías cinéticas $K$ son valores específicos. Como la entalpia $h = h(T)$ en el caso de los gases ideales, se trata de una propiedad termodinámica, $h_1 = h_i$ y $h_2 = h_e$; por lo tanto, son iguales los segundos miembros de las fórmulas **(b)** y **(c)**. Estableciéndolos así y despejando $W$ nos da

**(d)** $$W = (1 + r_{f/a})K_e - K_i - (1 + r_{f/a})K_2 + r_{f/a}K_f$$

donde las unidades deben ser congruentes (lo cual significa que la unidad de fuerza está

implicada en la unidad del trabajo $W$). A partir del principio de la velocidad relativa, $\mathscr{v}_A = \mathscr{v}_B + \mathscr{v}_{AB}$, donde $\mathscr{v}_A$ es la velocidad absoluta de la partícula $A$; $\mathscr{v}_B$ la velocidad absoluta de $B$, y $\mathscr{v}_{A/B}$, la velocidad de $A$ con respecto a $B$. Entonces, para el chorro de salida, $\mathscr{v}_2 = \mathscr{v}_p + \mathscr{v}_e$, lo que es aplicable (tratándose de un flujo unidimensional) a cualesquiera partículas del chorro y de la armazón del motor. Considerando la dirección hacia la derecha como positiva en la figura 15/16, y vectores colineales, y el vector $\mathscr{v}_p$ es negativo; por lo tanto, escribimos $\mathscr{v}_2 = \mathscr{v}_e - |\mathscr{v}_p|$. Si se eleva al cuadrado esta ecuación, se emplea el resultado para $\mathscr{v}_2^2$ en $K_2 = \mathscr{v}_2^2/(2\mathbf{k})$ en la ecuación **(d)**, y reunimos los términos, etc., se tiene que

(15-7A)
$$W = \frac{\mathscr{v}_e \mathscr{v}_p}{\mathbf{k}}\left(1 + r_{f/a} - \frac{\mathscr{v}_p}{\mathscr{v}_e}\right)$$

donde, si la masa y la fuerza se miden con unidades del mismo nombre, **k** convierte la unidad de masa a unidades congruentes; $\mathscr{v}_p$ es la velocidad del aire relativa a la máquina. Por ejemplo, si el flujo es de 1 kg/seg de aire, las unidades de $W$ serán kgf·m/kg·seg, considerando longitud en metros y fuerza en kilogramos fuerza; multiplicamos el segundo miembro de la ecuación (15-7A) por $\dot{m}_a$ kg/seg de aire para obtener el trabajo (o potencia) $\dot{W}$ en kgf·m/seg. Ver el motor de tipo *turbofan* en la figura 15/17.

## 15.12 CALCULO DEL TRABAJO A PARTIR DEL PRINCIPIO DE IMPULSO Y CANTIDAD DE MOVIMIENTO

El análisis dinámico revela parte del fenómeno que da por resultado una fuerza impulsora y constituye el planteamiento usual de este problema. En la figura 15/18 se tiene un diagrama de cuerpo libre de los *gases* en el volumen de control (motor). En el caso de una presión $p_1$ en la abertura de entrada, de área $A_1$, se posee una fuerza $p_1A_1$; en forma similar, en la frontera de escape hay una fuerza $p_2A_2$. Conforme el fluido pasa a través de la máquina, impone sobre las superficies mojadas una fuerza normal, $dN = p\,dA_w$ en un área diferencial $dA_w$, así como una fuerza de fricción $dF$ debida al movimiento relativo y a la viscosidad del fluido. Si tales fuerzas $dN$ y $dF$ se suman en la dirección $x$ la resultante, representada por el vector $F_w$ en la figura 15/18, recibe el nombre de *fuerza de pared*, la fuerza neta ejercida por la pared sobre el fluido en el volumen de control.

Como ya tenemos todas las fuerzas actuando sobre la corriente de fluido (o mejor dicho, sus símbolos), podemos aplicar el principio, demostrado en los textos de mecánica, de que *la fuerza resultante sobre el fluido en un volumen de control es igual a la rapidez de variación de la cantidad de movimiento (c. de mov.) que sale, menos la rapidez de la que entra, más la almacenada en el volumen de control.* En nuestro análisis simplificado, con operación en régimen permanente o estable, la c. de mov. almacenada es constante, los vectores de fuerza y de c. de mov. son colineales, y las propiedades a través de las fronteras de entrada y de salida son uniformes; de lo anterior podemos escribir la suma algebraica

**(a)**
$$\Sigma F = \frac{\dot{m}_a}{\mathbf{k}}(1 + r_{f/a})\mathscr{v}_e - \frac{\dot{m}_a}{\mathbf{k}}\mathscr{v}_i = \dot{\mathscr{M}}_{\text{sal.}} - \dot{\mathscr{M}}_{\text{ent.}}$$

donde $\Sigma F$ es la resultante en la dirección $x$, figura 15/18, y es la magnitud de la fuerza constante necesaria para acelerar la corriente desde una velocidad relativa $\mathscr{v}_i$ hasta una velocidad relativa $\mathscr{v}_e$. Efectuando la suma $\Sigma F$ obtenemos

**(b)** $$F = F_w + p_1A_1 - p_2A_2 = \frac{\dot{m}_a}{\mathbf{k}}[(1 + r_{f/a})\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_i]$$

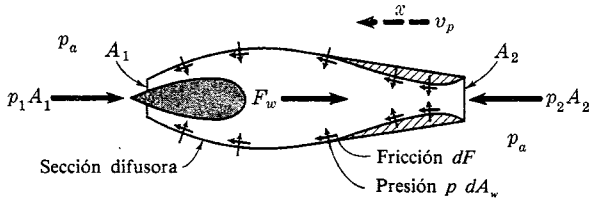



**Fig. 15/18.** *Fuerzas sobre la corriente de fluido.* La fuerza que el fluido ejerce sobre las paredes es igual y opuesta al vector $F_w$ mostrado; $dF$ es un elemento de la fricción de fluido sobre todas las superficies internas; la fuerza de cuerpo (gravedad) es inaplicable en los casos de vuelo a nivel; la fuerza de antiavance (*drag*) y las fuerzas de la presión ambiental son externas; las aberturas de área $A_1$ y $A_2$ son normales a la dirección del flujo.

Por la tercera ley de Newton, la fuerza $F_w$ de las superficies internas sobre el fluido es igual y opuesta a la fuerza del fluido sobre las superficies interiores, y es, con mucho, la principal fuerza impulsora de la máquina.

Al definir la fuerza de propulsión o *empuje* disponible para hacer mover el avión, los fabricantes de motores consideran a la *máquina motriz* (y no al fluido) como el *cuerpo libre* y corrigen la presión de los alrededores, $p_a$. Como $p_a$ actúa en todas direcciones, su efecto sobre la máquina se anula, excepto en las áreas de entrada y de salida. De esta manera $F_w - p_aA_1 + p_aA_2 = F_t$, que es el *empuje efectivo* del motor, empleando el valor de $F_w$ a partir de esta expresión, en la ecuación **(b)**, obtenemos

(15-8) $$F_t = \frac{\dot{m}_a}{\mathbf{k}}[(1 + r_{f/a})\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_i] + A_2(p_2 - p_a) - A_1(p_1 - p_a)$$

Como el efecto de los dos últimos términos de esta ecuación suele ser pequeño, particularmente en el movimiento subsónico, debemos omitirlos en adelante. En las unidades usuales, $m = \rho A\mathscr{v}$ en kg/seg; para $m_a/\mathbf{k}$(utm/seg) y $\mathscr{v}$(m/seg), la fuerza $F$ se obtiene en kgf. De esta manera para una velocidad respecto al aire $\mathscr{v}_p$.

(15-9) $$F_t = \dot{m}_a\left[\frac{(1 + r_{f/a})\mathscr{v}_e}{\mathbf{k}} - \frac{\mathscr{v}_p}{\mathbf{k}}\right] = \frac{\dot{m}_a\mathscr{v}_e}{\mathbf{k}}\left(1 + r_{f/a} - \frac{\mathscr{v}_p}{\mathscr{v}_e}\right)$$

Cuando $\dot{m}_a = 1$ kg/seg, la $F_t$ correspondiente se denomina ***empuje específico*** $F_{sp}$. La distancia "recorrida" por la fuerza $F$ en 1 es $\mathscr{v}_p$, de manera que el trabajo respectivo por unidad de tiempo, que suele denominarse ***potencia de propulsión***, será

(15-7B) $$\dot{W} = F_t\mathscr{v}_p = \frac{\dot{m}_a\mathscr{v}_e\mathscr{v}_p}{\mathbf{k}}\left(1 + r_{f/a} - \frac{\mathscr{v}_p}{\mathscr{v}_e}\right)$$

(en kgf·m/seg), que es la ecuación (15-7A) anterior. Si la masa del combustible es despreciable ($r_{f/a} \approx 0$), la fuerza de fluido sobre el motor y el trabajo son, aproximadamente,

**(c)** $$F_t = \frac{\dot{m}_a}{\mathbf{k}}(\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_p) = \frac{\dot{m}_a\mathscr{v}_e}{\mathbf{k}}\left(1 - \frac{\mathscr{v}_p}{\mathscr{v}_e}\right) \qquad \text{[AIRE TRANQUILO]}$$

(15-10) $$\dot{W} = \frac{\dot{m}_a\mathscr{v}_e\mathscr{v}_p}{\mathbf{k}}\left(1 - \frac{\mathscr{v}_p}{\mathscr{v}_e}\right) = \dot{m}_a\mathscr{v}_e\mathscr{v}_p\left(1 - \frac{\mathscr{v}_p}{\mathscr{v}_e}\right)$$

donde $F_t$ y $\dot{m}_a$ están en unidades usuales (por ejemplo, kilogramos-fuerza y kilogramos por segundo) y **k** es la constante de conversión para hacer congruentes las unidades (§ 1.6). El hecho de obtener la fuerza y el trabajo a partir de un cambio en la cantidad de movimiento, constituye el principio de operación de las aspas de una hélice y de los álabes de una turbina. En todos los casos de flujo constante, unidimensional, se aplica la ecuación de continuidad (1-17); $\dot{m} = \rho A \mathscr{v}$, a través de cualquier sección de aire $A$ a una velocidad $\mathscr{v}$, cuando el fluido tiene una densidad $\rho$. Aun cuando en un motor de reacción no hay trabajo en un eje mecánico, observamos que la potencia desarrollada a una velocidad particular y por un motor con empuje neto constante es directamente proporcional a dicha velocidad. Para $F_t$ = 5 000 kgf, la potencia ($\dot{W}$) a una velocidad de 75 m/seg (270 km/h) es 5 000 cv; a 150 m/seg (540 km/h), $\dot{W}$ = 10 000 cv.

Si se obtiene una fuerza mayor o menor que la requerida para mantener una velocidad constante, el cuerpo tendrá aceleración, ya no estará en equilibrio, y existirán entonces condiciones transitorias. Si el vuelo no es horizontal, las fuerzas de gravitación no producirán efecto alguno y, además, los vectores de fuerza de la máquina pueden no ser colineales con respecto al movimiento.

## 15.13 POTENCIA MAXIMA

La fuerza propulsora neta no es constante y la ecuación (15-10) muestra que la potencia desarrollada para vencer la resistencia al avance, a una velocidad dada, es proporcional a la diferencia de las velocidades de entrada y de salida del gas. Para obtener la velocidad $\mathscr{v}_p$ correspondiente a la potencia máxima para una expansión particular en la tobera ($\mathscr{v}_e$), encontramos $dW/d\mathscr{v}_p$ —por ejemplo, de la ecuación (15-7)—, e igualamos a cero; de manera que

**(a)**
$$\frac{d\dot{W}}{d\mathscr{v}_p} = \frac{\dot{m}_a \mathscr{v}_e}{\mathbf{k}}\left(1 + r_{f/a} - \frac{1}{\mathscr{v}_e} \times 2\mathscr{v}_p\right) = 0$$

Como los demás términos son finitos, el término entre paréntesis es cero, o bien,

(15-11)
$$\mathscr{v}_p = \frac{\mathscr{v}_e(1 + r_{f/a})}{2}$$

Si $r_{f/a} = 0$, vemos que $\mathscr{v}_p = \mathscr{v}_e/2$ para desarrollar la potencia máxima, y no corresponde necesariamente a un punto de buena eficiencia térmica.

## 15.14 EFECTO DE ARIETE

Conforme el aire entra a la máquina en movimiento, su proceso ideal en el difusor es isentrópico hasta el estado de estagnación. Repase la § 7.23 acerca de las propiedades estagnativas, donde se da la eficiencia del difusor (en forma más completa en la § 18.15). No obstante, el ***coeficiente de presión*** $\kappa_p$, que también recibe el nombre de *relación de recuperación por efecto de ariete*, es más conveniente y se repite a continuación:

(15-12)
$$\kappa_p = \frac{\text{Elevación real de presión } \Delta p'}{\text{Elevación ideal de presión } \Delta p_s} = \frac{p_{0'} - p_i}{p_0 - p_i}$$

de lo cual se puede calcular la presión de estagnación real $p_{0'}$, y donde los subíndices se definen en la figura 15/19. La energía cinética a la salida del difusor es despreciable, la presión real de salida es virtualmente igual a la presión de estagnación $p_0$. En términos del número de Mach **M**, la temperatura de estagnación $T_0$ se determina a partir de la ecuación (7-14); en

$$\frac{T_0}{T_1} = 1 + \frac{k-1}{2}\mathbf{M}^2 \qquad \text{[GAS IDEAL, ADIABATICO]} \tag{7-14}$$

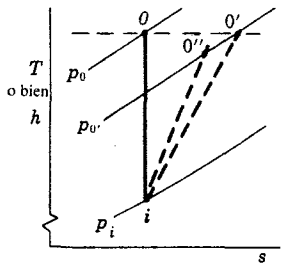



**Fig. 15/19.** *Procesos de efecto de ariete, gas ideal.* En el caso del proceso *io'*; $\Delta s = s_{o'} - s_i = s_{o'} - s_o = R \ln (p_0/p_0)$.

el caso de un gas ideal con $k$ constante, o para un buen valor promedio de $k$. Dicho de nuevo, por conveniencia, la velocidad sónica en un gas es $a = (\mathbf{k}kRT)^{1/2}$, donde los símbolos tienen las unidades usuales; $\mathbf{M} \equiv \mathscr{v}/a$. La presión de estagnación ideal $p_0$, ecuación (7-3), se obtiene a partir de

$$\frac{T_0}{T_1} = \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{(k-1)/k} \tag{7-3}$$

Puede haber suficiente pérdida de calor, de modo que la temperatura real $T_{0'}$, figura 15/19, será en cierto modo menor que $T_{0'} = T_0$, en el caso de condiciones adiabáticas. Esta corrección se hace mediante un ***factor de recuperación por temperatura*** $f_t$, definido por

$$\textbf{(a)} \qquad f_t = \frac{\text{Elevación real de temperatura}}{\text{Elevación adiabática de temperatura}} = \frac{T_{0'} - T_i}{T_0 - T_i}$$

Si la velocidad de la máquina es supersónica, hay problemas en el diseño del difusor, debido a las ondas de choque que se producen en los procesos reales del mismo, tema que se deja a libros especializados en motores de reacción; pero vea § 18.15.

### 15.15 Ejemplo—Efecto de ariete

El avión La France Concorde SST, impulsado por reacción, vuela a 42 000 pies (12 600 m) de altitud, donde las condiciones son 18.8 kPa abs., 222°K; su velocidad respecto al aire es de 2 900 km/h. El aire es captado en los motores de reacción y llevado a un estado de estagnación dentro de un difusor que tiene un coeficiente de presión $K_p = 85\%$, y un factor de recuperación por temperatura $f_t = 92\%$. Calcular (a) las propiedades estagnativas $p_0$, $T_0$; (b) la elevación de presión debida a efectos de ariete, y (c) la temperatura en el estado final dentro del difusor.

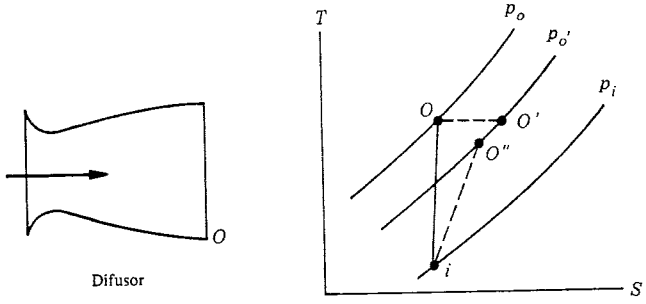



**Fig. 15/20.** *Difusor y diagrama TS.*

**Solución.** (a) Para los procesos de difusión,

$$h_0 = h_i + K_i$$

$$T_0 = T_i + \frac{\mathscr{v}_i^2}{2Jc_p}$$

$$= 222 + \frac{(2\,643)^2}{(2)(0.24)(1.802)(32.174)(778)} = 222 + 323 = 545 \text{ K}$$

donde

$$\mathscr{v}_i = \left(\frac{2\,900}{1\,609}\right)\left(\frac{88}{60}\right) = 2\,643 \text{ pie/seg}$$

$$p_0 = p_i(T_0/T_i)^{k/(k-1)} = 18.8(545/222)^{1.4/(1.4-1)} = 436 \text{ kPaa}$$

**(b)**

$$K_p = \frac{\Delta p'}{\Delta p}$$

$$\Delta p' = K_p \Delta p = (0.85)(436 - 18.8) = 355 \text{ kPa}$$

$$f_t = \frac{T_{0'} - T_i}{T_0 - T_i}$$

$$T_{0'} = T_i + f_t(T_0 - T_i)$$

$$= 222 + (0.92)(545 - 222) = 222 + 297 = 519 \text{ K}$$

## 15.16 PARAMETROS DE FUNCIONAMIENTO DE LOS MOTORES DE REACCION

La ***eficiencia de propulsión*** es el cociente del trabajo y la energía disponible $E_a$ desarrollada en la máquina, que es el trabajo realizado en el vuelo —por ejemplo, $W$ de la ecuación (15-10)—, más la energía cinética perdida en el chorro de escape, $K_2 = \mathscr{v}_2^2/(2\mathbf{k})$, donde $\mathscr{v}_2 = \mathscr{v}_e - |\mathscr{v}_p|$. El punto de vista prevaleciente no considera la relación combustible-aire $r_{f/a}$. Para $\dot{m}_a = 1$ kg/seg,

$$\textbf{(a)} \qquad E_a = \frac{\mathscr{v}_p(\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_p)}{\mathbf{k}} + \frac{(\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_p)^2}{2\mathbf{k}} = \frac{(\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_p)(\mathscr{v}_e + \mathscr{v}_p)}{2\mathbf{k}} \text{ kgf·m/kg·seg}$$

$$(15\text{-}13) \qquad \eta_p = \frac{W}{E_a} = \frac{\mathscr{v}_p(\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_p)2\mathbf{k}}{\mathbf{k}(\mathscr{v}_e + \mathscr{v}_p)(\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_p)} = \frac{2\mathscr{v}_p/\mathscr{v}_e}{1 + \mathscr{v}_p/\mathscr{v}_e} = \frac{2}{1 + \mathscr{v}_e/\mathscr{v}_p}$$

que es la eficiencia de propulsión. Esta ecuación muestra que tal cantidad es cero cuando $\mathscr{v}_p = 0$ y vale 100% cuando $\mathscr{v}_p = \mathscr{v}_e$. Como la condición $\mathscr{v}_p = \mathscr{v}_e$ es la necesaria para cero energía disponible [ecuación **(a)**], no habrá ningún trabajo ni fuerza propulsora con 100% de eficiencia.

MOTOR DE TIPO "FANJET" O VENTIRREACTOR. Creemos interesante agregar una nota adicional. La observación en la ecuación (15-13) de que la velocidad del chorro $\mathscr{v}_e$ es sólo un poco mayor que $\mathscr{v}_p$, ciertamente es un factor que llevó al desarrollo del motor llamado *fanjet*. En las máquinas de este tipo, figura 15/17, el soplante o ventilador (*fan*), que puede hallarse en la parte posterior o anterior, bombea parte del aire de entrada a una relación de presión del orden de $r_p = 2$; el resto de la toma pasa por las etapas usuales de un turborreactor. Una potencia particular de turbina puede bombear un mayor flujo según una baja relación de presión que con una alta $r_p$. Con un flujo más intenso, la velocidad media de salida $\mathscr{v}_e$ será menor, dando por resultado un incremento de la eficiencia de propulsión. La ecuación (15-10) muestra que la potencia disminuye (conforme $\mathscr{v}_e - \mathscr{v}_p$ decrece), pero la ecuación (15-11) indica que para una velocidad particular respecto al aire $\mathscr{v}_p$, la máxima potencia se obtiene cuando $\mathscr{v}_e \approx 2\,\mathscr{v}_p$. Por lo tanto, un motor *fanjet* produce un empuje de despegue a baja velocidad sustancialmente mayor que un reactor simple. El cálculo de los parámetros óptimos de operación es complicado. La cantidad de aire en derivación (el del ventilador) es de una a dos veces el aire primario, que puede pasar por una relación de presión del orden de 13. La propulsión suministrada por el soplante se debe a la rapidez de cambio de la cantidad de movimiento que se imparte al aire en el mismo.

En el caso de la ***eficiencia térmica motriz***, que también se conoce como *eficiencia total* en la industria, el numerador es el trabajo de salida y el denominador (la energía asignable) es el equivalente del calor agregado a partir de una fuente externa, que en los motores de combustión es el poder calorífico del combustible suministrado $q_l$; o bien,

$$(15\text{-}14) \qquad e_{\text{motr.}} = \frac{\dot{W}}{\dot{m}_a r_{f/a} q_l} \qquad \text{[SIN DIMENSIONES]}$$

donde $q_l$ puede tomarse en el estado estándar por conveniencia, y $\dot{W}$ es la potencia que se emplea cuando la máquina está en movimiento; por ejemplo, la ecuación (15-10), en unidades compatibles.

Para cualquier ciclo, o ciclo cerrado equivalente, se ha expresado la eficiencia térmica como $e = \oint dQ/Q_A$, aplicable a una sustancia pura, donde se dijo que el numerador era el trabajo neto en el eje de máquina. Como el motor de reacción no realiza ningún trabajo de esta clase, ampliamos la definición de $\oint dQ$ reconociendo que, en general, se trata de la energía disponible; en este caso, el cambio de energía cinética entre la sección de entrada y la de salida, $K_e - K_i$, figura 15/15(a), *o como se indicó en la ecuación* **(a)** *anterior.* El calor agregado en el ciclo *equivalente* es la energía química de combustión apropiada, $m_a r_{f/a} q_l$, para una combustión completa. En términos de las propiedades definidas en la figura 15/15(a), $Q_A = h_c - h_b$, o bien, $Q'_A = h_c - h_{b'}$, cuando los cambios de energía cinética son despreciables o se utilizan las entalpias de estagnación. Además, $\oint dQ = h_c - h_b - (h_e - h_i)$ para la unidad de masa de sustancia pura en el ciclo ideal. La eficiencia

térmica del ciclo (para el ciclo equivalente) se puede escribir entonces como

$$(15\text{-}15) \qquad e_{\text{ciclo}} = \frac{K_e - K_i \text{ para } m_a}{m_a r_{f/a} q_l} \quad \text{o bien} \quad e_{\text{ciclo}} = \frac{\oint dQ}{Q_A} = 1 - \frac{h_e - h_i}{h_c - h_b}$$

[SUSTANCIA PURA]

que, por supuesto, no tiene dimensiones. Estas ecuaciones se pueden adaptar fácilmente al ciclo real $ib'ce'$, figura 15/15(a). Observemos que además del calor cedido $h_e - h_i$, figura 15/15(a), del ciclo ideal, por ejemplo, el motor de reacción descarga energía cinética (disponible toda) a los alrededores, que se disipa totalmente en el sumidero.

El *consumo específico de combustible para la propulsión* (CECP) es el consumo de combustible por unidad de fuerza de propulsión; en las unidades técnicas usuales $\dot{m}_f$ está en kg/h y $F$ en kgf; por ejemplo, $F$ estaría dada por la ecuación (15-9), y el CECP es $\dot{m}_f/F$, en las unidades kg/kgf·h.

El *impulso específico* de motores de reacción con toma de aire se puede expresar sobre una de dos bases: (1) el impulso ($\int F\, d\tau$) por unidad de masa de aire, $I_a$, o bien, (2) el impulso por unidad de masa de combustible, $I_f$. Si la fuerza es constante, $I = F\,\Delta\tau$; si, durante el intervalo de tiempo $\Delta\tau$, una cantidad de $m_a$ kg de aire pasa a través del motor, entonces $I_a = F\,\Delta\tau/m_a = F/\dot{m}_a$. De la misma manera, $I_f = F\,\Delta\tau/m_f = F/\dot{m}_f$, lo cual es el recíproco del CECP. Ver $I_s$ para cohetes, § 15.18.

La *eficiencia de tobera*, por la ecuación (b), § 5.11, es

$$(15\text{-}16) \qquad \eta_n = \frac{\Delta K' \text{real}}{\Delta K_s \text{ ideal}} = \frac{h_1 - h_{2'}}{(h_1 - h_2)_s}$$

donde los estados 1, 2 y 2′ se consideran en las fronteras de entrada y de salida de la tobera, respectivamente. La ecuación (15/16), con un balance de energía para la tobera real [ver la ecuación (a), § 15.11] se puede emplear para el cálculo de la velocidad real de salida $v_{e'}$; el estado $e'$ se define en la figura 15/15.

**Solución del problema.** En el análisis del ciclo, figura 15/15(a), se halla primero $p_0$ (o bien, $p_{0'}$) con velocidad respecto al aire y presión atmosférica conocidas; luego $p_b$ (o bien, $p_{b'}$) con una $r_p$ conocida para el compresor. Con las relaciones de presión y $T_i$ de valor conocido también, se hallan las temperaturas correspondientes. La temperatura límite $T_c$ se conoce. El punto $d$ (o bien el $d'$) se ubica para hacer $W_t = W_c$ (o sea, $W_t' = W_c'$). Determinada $r_p$ para $ce$ (o bien, $ce'$), encontramos $T_e$ (o $T_{e'}$). Otras propiedades se pueden obtener a partir de las tablas de gas, o calcularse para calores específicos constantes.

## 15.17 MOTORES DE TIPO "RAMJET" O ESTATORREACTORES

Los diferentes tipos de motores de aviación tienen ventajas particulares en ciertas condiciones de funcionamiento. Por ejemplo, el motor de pistones y hélice se prefiere para la propulsión de aeroplanos de baja velocidad. Arriba de unos 640 km/h (400 mph), la eficiencia de la propulsión por hélice decae rápidamente; el ventirreactor (*fanjet*) es el adecuado para velocidades de aproximadamente 0.7 a 0.9 Mach. Luego vendría el turborreactor (*turbojet*).

Conforme se incrementa la velocidad de traslación de un aeroplano, aumenta la presión estagnativa a la entrada del compresor; si la velocidad fuera lo suficientemente alta, esta

presión podría ser igual a $p_b$, figura 15/15, en cuyo caso no se necesita ya del compresor (y por consiguiente, tampoco de la turbina) para la temperatura límite correspondiente a los álabes de turbina y el mismo "calor agregado". Esta velocidad, en combinación con un compresor, puede dar por resultado que la temperatura de salida en el compresor sea igual o próxima a la temperatura máxima permisible. Cuanto más cerca se encuentre de ésta, menor combustible podrá quemarse, y sin ningún "calor agregado" no será posible obtener ningún trabajo neto. Es obvio entonces que en un motor alimentado con aire y que se mueve con la suficiente velocidad, el combustible podrá ser inyectado, los gases calientes, expandidos, y obtenerse así la fuerza propulsora sin las complicaciones y limitaciones de un conjunto compresor-turbina. El resultado es el motor llamado *ramjet* o estatorreactor, figura 15/21. Cuando se emplea este tipo de máquina tiene que recurrirse a algún medio para llevarla a la velocidad de operación, por ejemplo, un motor cohete en el caso de proyectiles autopropulsados (§ 15.18). El funcionamiento de los reactores alimentados por aire se limita a una altitud de aproximadamente 150 000 pies o 45 km.

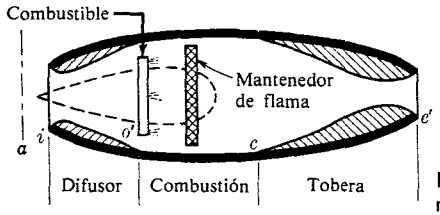



**Fig. 15/21.** *Representación de un reactor "ramjet".* Un análisis más completo de los difusores puede verse en § 18-5.

Para funcionamiento con flujo contante, el ciclo de Brayton es el prototipo ideal; el diagrama *Ts* se muestra en la figura 15/22. La eliminación de la turbina permite temperaturas límites más elevadas —por ejemplo, de 3 500°F (1 926°C)— que las paredes de la máquina pueden enfriarse hasta cierto punto. Como resultado, es posible quemar más combustible y obtener una mayor fuerza propulsora. En el caso de una temperatura de estagnación de 2 000°R (1 111°K) a la salida del difusor, el número Mach correspondiente, por la ecuación (5-18), es de casi 3.8. Las ecuaciones que resultan para el turborreactor pueden aplicarse al estatorreactor que funcione en régimen constante. Obviamente, es posible combinar los principios de ambos tipos de reactores en una sola máquina.

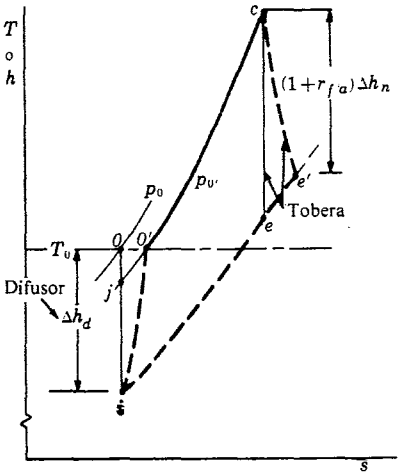



**Fig. 15/22.** *Procesos de reactor "ramjet" en el plano Ts.* En el caso de un gas ideal sin $\Delta p$ entre 0' y *c*; $p_0$ es la presión de estagnación que se podría obtener mediante un proceso isentrópico en el difusor para una $\mathscr{e}_i$ particular. El aumento de entropía del proceso real es $s_{0'} - s_0$ donde $s_0 = s_i$.

El siguiente tipo de motor de reacción alimentado con aire es el llamado *scramjet* o superestatorreactor, en el cual el aumento de presión (y por lo tanto, el de temperatura) en la sección del difusor también es pequeño, y la velocidad del aire permanece supersónica a través de la máquina, incluyendo el proceso de combustión. El combustible es hidrógeno líquido que desempeña doble papel, pues actúa también como enfriador. Se considera que esta máquina alcanza una velocidad de unos 24 000 km/h (15 000 mph)($\mathbf{M} \approx 20$) a 180 000 pies o 54 km. Con la adición de un motor cohete puede ponerse en órbita con una carga útil relativamente grande.

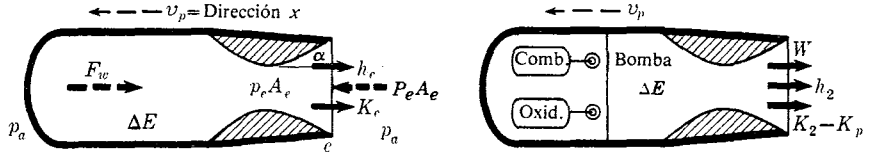
## 15.18 COHETES

Un cohete es un vehículo de propulsión a chorro sin admisión exterior. El material propulsante puede ser iones y electrones, hidrógeno, peróxido de hidrógeno, etc., o bien, los productos de alguna de varias reacciones. El cohete termoquímico que describiremos aquí lleva consigo tanto su combustible como su comburente u oxidante, y el fenómeno básico de energía es la conversión de energía química en calor y luego en energía cinética, en la sección de salida de la tobera de escape. La cantidad de energía de la reacción se puede determinar a partir de las entalpias de formación, § 13.29, y puede suponerse que los productos se consideran como una sustancia pura. Debido a la capacidad de almacenamiento, los *motores cohetes* no pueden funcionar durante mucho tiempo antes de que se consuman totalmente los reactivos, pero cuando la atmósfera es muy tenue o inexistente, y en el caso de muchos proyectiles autopropulsados, un cohete es un motor muy eficaz.

Para determinar la ecuación de trabajo de un cohete en movimiento, por medio de un análisis termodinámico, se suponen las mismas condiciones que en un motor de reacción ordinario, § 15.12. Consideremos los diagramas de energía según los puntos de vista de un observador en la máquina y otro en tierra (con los ejes de referencia fijos en ésta), figura 15/23, siendo la dirección del movimiento colineal con la velocidad de salida de los gases. En cada caso, la energía almacenada disminuye en la cantidad de la energía de salida, pues no entra ninguna más. En el caso de la figura 15/23(a) se tiene, para un flujo de 1 kg/seg de gases que atraviesan la sección de salida,

**(a)** $$-\Delta E = h_e + K_e = h_e + \frac{\mathscr{v}_e^2}{2\mathbf{k}} \text{kgf·m/kg·seg}$$

El observador en tierra ve que se realiza un trabajo $W$ en contra del arrastre, con una salida de entalpia $h_2$ y una salida de energía cinética $K_2$, donde $\mathscr{v}_2$ es la velocidad con respecto a tierra. Pero como los gases calientes poseían una energía cinética absoluta $K_p$




(a) Observador en el cohete (b) Observador en tierra

**Fig. 15/23.** *Diagramas de energía para un cohete.* Los vectores de línea punteada representan las fuerzas que actúan sobre el fluido. El cambio en la energía almacenada es la entalpia de la reacción (las entalpias sensibles se miden respecto del mismo valor de referencia)(Comb. = combustible; Oxid. = oxidante.)

cuando se encontraban en el sistema, percibe una pérdida neta de energía cinética igual a $K_2 - K_p$, tal como se muestra. Por el balance de energía para el caso de la figura 15/23(b), considerando una unidad de masa, obtenemos

$$\textbf{(b)} \qquad -\Delta E = W + h_2 + K_2 - K_p = W + h_2 + \frac{v_2^2 - v_p^2}{2\mathbf{k}}$$

donde, como se vio anteriormente, $v_2 = v_e - |v_p|$. Igualando los segundos miembros de **(a)** y **(b)** se observa que las propiedades termodinámicas $h_e$ y $h_2$ son idénticas, y despejando $W$, en el caso de $\dot{m} = 1$ kg/seg, se tiene

$$\dot{W} = \frac{v_e^2}{2\mathbf{k}} - \frac{v_e^2 - 2v_e v_p + v_p^2 - v_p^2}{2\mathbf{k}} = \frac{v_e v_p}{2\mathbf{k}} \text{kgf·m/kg·seg}$$

$$\text{(15-17)} \qquad \dot{W} = \frac{\dot{m}_p v_e v_p}{\mathbf{k}} \text{kgf·m/seg}$$

para un flujo de $\dot{m}_p$ kg/seg de propulsante que pasa a través de la sección de salida.

Por los principios que se explicaron en § 15.12, tenemos que la fuerza neta que produce el cambio de c. de mov. de fluido en la dirección $x$ es

$$\text{(15-18)} \qquad F = \frac{\Delta(\dot{m}_p v)}{\mathbf{k}} = \frac{\dot{m}_p v_e}{\mathbf{k}} \quad \text{o bien} \quad F = \frac{\dot{m}_p(v_2 + |v_p|)}{\mathbf{k}} = \frac{\dot{m}_p v_e}{\mathbf{k}}$$

[EJES EN LA MAQUINA] [EJES EN TIERRA]

La potencia del fluido es entonces $Fv_p = \dot{m}_p v_e v_p/\mathbf{k}$, como se obtuvo en la ecuación (15-17).

Ya que en el analisis anterior se supone que el chorro propulsor se mueve en corrientes paralelas, y puesto que la tobera se ensancha a un ángulo $\alpha$ relativamente grande, figura 15/23(a), es costumbre corregir este efecto multiplicando $F$ en (15-18) por un factor determinado. Este número es mayor que 0.95 si $\alpha < 30°$, figura 15/23; de ahí que tal efecto puede ser pequeño.

El fabricante de estas máquinas considera la fuerza propulsora neta de las mismas, tomando en cuenta la presión atmosférica que rodea al motor cohete. Las fuerzas que actúan *sobre el fluido* del cohete se muestran en la figura 15/23(a), con línea punteada; de esta manera, el principio de la c. de mov. aplicado al fluido con flujo constante da

$$F_w - p_e A_e = \Delta\dot{m}v = \dot{m}v_e$$

donde $F_w$ es la fuerza de la pared sobre el fluido. Consideremos ahora a la *máquina* (y a su carga útil adjunta) *como cuerpo libre*. Puesto que la fuerza del fluido operante sobre la pared (en el motor) es igual y opuesta a la $F_w$ sobre el fluido, podemos decir que $F_w = \Delta\dot{m}v + p_e A_e$ (que ahora se ejerce hacia la izquierda) es dicha fuerza. Como la presión atmosférica $p_a$ actúa sobre toda la superficie del cohete, *excepto* sobre el área de salida de la tobera $A_e$ (y, por lo tanto, se cancela en todos los demás sitios), la fuerza resultante sobre el *cohete* en vuelo horizontal, denominada ***empuje o fuerza propulsora***, es $F_t = F_{w-p_a A_e}$, o bien,

$$\text{(15-19)} \qquad F_t = \dot{m}v_e + (p_e - p_a)A_e = \frac{\dot{m}v_e}{\mathbf{k}} + (p_e - p_a)A_e$$

una de las fuerzas que actúan en el cohete en el caso de un flujo de masa de $\dot{m}/\mathbf{k}$ utm/seg, que parte del cohete. (Si estuvieramos estudiando el *movimiento* del cohete, tal fuerza, las componentes de la atracción gravitacional y la resistencia de la fricción, participan todas en la aceleración. Además la situación suele ser aquella donde varían la presión atmosférica y la gravedad: el movimiento a una gran altitud.) La presión de salida $p_e$ depende del diseño de la tobera (Capítulo 18) y del estado de los gases que entran a la misma; es diferente de $p_a$, excepto en ciertas combinaciones de altitud y de las condiciones de funcionamiento del motor. En ausencia de atmósfera, la fuerza propulsora de la máquina $F_t$ es mayor (para una $\mathscr{v}_e$ dada) que en presencia de la atmósfera, mientras que la fuerza de propulsión de una máquina alimentada por aire disminuye con la altitud. Otra observación valiosa es que las máquinas alimentadas por aire siempre impulsan al vehículo a una velocidad menor que la de salida del gas (en movimiento horizontal), en tanto que la velocidad de vuelo del cohete puede ser mayor que la del gas de escape. Cuando la resistencia al movimiento es baja, como sucede en el espacio exterior, la velocidad de vuelo puede ser enormemente mayor.

La eficiencia de propulsión, definida en §15.16, es

$$\text{(c)} \qquad \eta_p = \frac{F\mathscr{v}_p}{F\mathscr{v}_p + \dot{m}_p\mathscr{v}_2^2/(2\mathbf{k})} = \frac{\dot{m}\mathscr{v}_e\mathscr{v}_p}{\dot{m}_p\mathscr{v}_e\mathscr{v}_p + \dot{m}_p\mathscr{v}_2^2/(2\mathbf{k})}$$

Si empleamos (15-18) cuando $p_e = p_a$ para simplificar, y si $\mathscr{v}_2 = \mathscr{v}_e - |\mathscr{v}_p|$, entonces

$$\text{(15-20)} \qquad \eta_p = \frac{2\mathscr{v}_p/\mathscr{v}_e}{1 + (\mathscr{v}_p/\mathscr{v}_e)^2}$$

La ecuación (15-20) demuestra que la eficiencia máxima se produce en el caso de $\mathscr{v}_p = \mathscr{v}_e$.

Un importnte parámetro de funcionamiento de los cohetes es el ***impulso específico*** $I_s$, el cual es el impulso por unidad de masa del propulsante que sale en el mismo lapso $\Delta\tau$;

$$\text{(15-21)} \qquad I_s = \frac{F\,\Delta\tau}{m_p} = \frac{F}{\dot{m}_p} \qquad \text{[POR EJEMPLO, EN kgf·seg/kg]}$$

Las unidades suelen ser incompatibles, y es común cancelar las unidades distintas pero con igual nombre y expresar a $I_s$ en segundos. Al comparar la ecuación (15-21) con la (15-18) se ve que $I_s = \mathscr{v}_e/\mathbf{K}$. Algunos valores típicos de impulso específico, en las unidades indicadas en (15-21) son: para $H_2$ líquido y $O_2$ líquido (LOX, de *liquid oxygen*), 340; para gasolina y LOX, 242; para flúor e hidrógeno, 375, para JPL-121, un propulsante sólido, 182.[15.1] Como el requisito para un impulso específico elevado es una alta velocidad de salida $\mathscr{v}_e$, una característica predominante de los propulsantes de los cohetes es su velocidad de reacción.

En el caso de ciertas aplicaciones, es significativa la densidad de los propulsantes, para un empuje determinado, pues un propulsante más denso ocupa menos volumen, lo cual da por resultado una menor resistencia al avance y otras ventajas. Por esta razón, el producto de la densidad y el impulso específico, $\rho I_s$, es un parámetro importante. Para un hidrocarburo típico con 2.2 kg(LOX)/kg(comb.), la máquina puede tener $I_s = 264$ y $\rho I_s = 259$; $k_p = 1.24$, $M_p = 22$. Para una relación de 1 kg $H_2$ con 3.5 kg ($O_2$), los valores pueden ser $I_s = 364$, $\rho I_s$ 95, $k_p = 1.22$ y $M_p = 16$. Aunque con $H_2$ se obtiene una fuerza propulsora mayor, el volumen necesario para contener el propulsante en el

caso de un objetivo particular, también es mayor.

Los gases de escape generalmente se consideran como gases ideales a través de la tobera, con valores adecuados de $k$. Sea el balance de energía para la tobera ideal, con ejes de referencia unidos a ella,

$$\textbf{(d)} \qquad K_e = \frac{\mathscr{v}_e^2}{2\mathbf{k}} = -\Delta h = -c_p\,\Delta T$$

en unidades compatibles. Sustituyamos $c_p = k_p R_p/(k_p - 1) = k_p \bar{R}/[M_p(k_p - 1)]$ en **(d)** y luego el valor de $\mathscr{v}_e$ de **(d)**, en $I_s = \mathscr{v}_e/\mathbf{k}$ para obtener

$$\textbf{(e)} \qquad I_s = \frac{\mathscr{v}_e}{\mathbf{k}} = \left[\frac{2k_p\bar{R}(-\Delta T)}{\mathbf{k}M_p(k_p - 1)}\right]^{1/2} = C\left[\frac{\text{energía liberada}}{\text{Masa molecular}}\right]^{1/2} \qquad [s = C]$$

donde $-\Delta T$ es positivo y $\bar{R} = 1\,545$ pie·lb/lbmol·°R para las unidades lbf·seg/lb. Vemos que valores bajos de $k_p = c_p/c_v$ y de $M_p$ son deseables para los productos, como lo es también un amplio intervalo de temperaturas (que asimismo significa un amplio margen de presiones).

Las temperaturas inflamación, en la zona de combustión de un cohete, pueden ser de 5 500°R (3 055°K) a 8 000°R (4 444°K)[15.1], lo cual quiere decir que hay una disociación significativa (§13.35 y siguientes). Las presiones de combustión son, por ejemplo, de 300 a 1 000 psia (o sea, de 21 a 70 kgf/cm$^2$ abs.) (según los detalles de diseño), lo cual indica que la tobera es convergente-divergente y la expansión siempre se realiza a través de la llamada presión crítica en la garganta; ver la § 18.6.

Los propulsantes integrados (*monoergoles*) a presión (o "presurizados") tales como el nitrógeno y el peróxido de hidrógeno, se emplean para fuerzas de propulsión pequeñas, como en el manejo y control de satélites espaciales.[15.21] El hidrógeno líquido, vaporizado por un reactor nuclear, es un propulsante potencial para vehículos espaciales. Debido a la baja masa molecular del $H_2$, igual a 2, el impulso específico puede ser de casi 800 kgf·seg/kg [ecuación **(e)**]. El cohete de iones, con un impulso específico de unos 10 000 kgf·seg/kg, es considerado como el propulsante adecuado para viajes espaciales prolongados; pero el valor real de la fuerza propulsora en este tipo de cohete es pequeña; quizá del orden de 0.5 kgf (o 1 lbf).[15.22]

## 15.19 CONCLUSION

Existen muchas aplicaciones de los conceptos de este capítulo para las cuales no se dispone de espacio. Uno de estos proyectos considera el empleo de una máquina ICE de pistones libres como gasificador de suministro de gas a la turbina.[15.20, 15.21] Otro consiste en quemar el combustible en la cámara de combustión presurizada o hermética de un generador de vapor destinado a producir este fluido para generar potencia, y luego dejar que los gases calientes del hogar (parcialmente enfriados) se expandan a través de una turbina.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**15.1** Trace el ciclo de Brayton en los planos $pV$ y $Ts$; numere los vértices en el sentido del reloj y comience en forma consecutiva a partir del punto 1, del principio de la compresión isentrópica. **(a)** Demuestre que la eficiencia del ciclo está dada por $e = 1 - 1/r_k^{(k-1)} = 1 - T_1/T_2 = 1 - T_4/T_3$.

**(b)** Pruebe que la temperatura intermedia óptima para trabajo máximo es $T_2 = (T_1T_3)^{1/2}$, donde $T_1$ y $T_3$ son fijas.

**15.2** Una planta ideal de turbina de gas (ciclo de Brayton) funcionará en ciclo cerrado para liberar 5 968 kW y recibir calor de un reactor nuclear. Deben estudiarse diferentes gases. Considere que se emplea argón; $p_1 = 482.64$ kPa abs., $t_1 = 43.3°C$. El argón entra en la turbina a 1 093.3°C y el ciclo debe ser tal que produzca un trabajo máximo para estas limitaciones. Emplee B 1. **(a)** ¿Con qué intensidad debe circular el argón? **(b)** Sea $\eta_t = 86\%$, $\eta_c = 84\%$, y calcule el flujo de gas necesario para desarrollar un trabajo de fluido de 5 968 kW.

*Resp.* **(a)** $T_2 = 657.3°K$, 1 867 kg/min; **(b)** 3 383 kg/min.

**15.3** Se necesitan 2 238 kW netos en una planta motriz de turbina de gas para bombear petróleo crudo desde la Vertiente de Alaska del Norte. El aire penetra en la sección del compresor a 99.975 kPa abs., 278°K; la relación de presión es $r_p = 10$. La sección de la turbina recibe los gases calientes a 1 111 °K. Suponga el ciclo cerrado de Brayton y calcule **(a)** el flujo de aire requerido, y **(b)** la eficiencia térmica. **(c)** Para obtener trabajo máximo, ¿cuál debe ser la temperatura del aire que sale de la sección del compresor?

**15.4** Se emplea neón como fluido de trabajo en un sistema de reactor nuclear y turbina de gas que funciona en un ciclo cerrado. Al principio de la compresión, estado 1, $p_1 = 620.53$ kPa abs., $t_1 = 37.8°C$; $r_p = 4.5$. El neón sale del reactor y pasa a la sección de la turbina a $t_3 = 1\,260°C$; no hay regenerador. Se aplican las siguientes eficiencias: turbina, $\eta_t = 87\%$; compresor, $\eta_c = 84\%$. En el caso de una salida neta de 5 968 kW, halle el flujo de neón y la presión media efectiva. Utilice B 1.

**15.5** Se desea obtener un trabajo máximo en una turbina de gas que funciona con el ciclo Brayton estándar de aire entre los límites de temperatura de 37.8°C y 704.4°C; $p_1 = 103.42$ kPa abs. Usando las propiedades del aire de la sección B 1, calcule **(a)** la temperatura al final de la compresión, **(b)** el grado de compresión $r_k$, **(c)** la relación de presión $r_p$, y **(d)** la eficiencia térmica.

*Resp.* (Sección B 1) **(a)** 278.8°C, **(b)** 4.18, **(c)** 7.4, **(d)** 43.6%.

**15.6** El "calor" recibido por una turbina de gas, a estándar de aire, es 25 953 kJ/seg para un trabajo de fluido de 5 000 kW; la eficiencia de la turbina es $\eta_t = 84\%$. En el ciclo ideal correspondiente, $p_1 = 1$ atm, $t_1 = 26.7°C$, $W_c = 201.13$ kJ/kg, $W_t = 414.01$ kJ/kg; la temperatura máxima del ciclo es $t_3 = 732.2°C$. Halle **(a)** la eficiencia de compresión, **(b)** el flujo de aire, **(c)** el rendimiento del ciclo, **(d)** la parte de $Q_A$ que no está disponible, **(e)** la parte del calor cedido que es disponible, **(f)** el cambio de disponibilidad en cada proceso.

*Resp.* **(a)** 80.2%, **(b)** 51.7 kg/seg, **(c)** 19.3%, **(d)** 198.87, **(e)** 146.90, **(f)** $\Delta\mathscr{A}_{1\text{-}2'} = +222.30$, $\Delta\mathscr{A}_{2'\text{-}3} = +302.63$, $\Delta\mathscr{A}_{3\text{-}4'} = -378.02$, $\Delta\mathscr{A}_{4'\text{-}1} = -146.90$ kJ/kg.

**15.7** Sale aire del compresor de una turbina de gas y penetra en el combustor a 482.64 kPa abs., 204.4°C y 45 m/seg; los gases salen de este último a 468.85 kPa abs., 893.3°C y 152 m/seg. Entra combustible líquido a 15.6°C con un poder calorífico de 42 920 kJ/kg; la eficacia del combustor es $\eta_f = 94\%$. Calcule el flujo de combustible por kilogramo de aire entrante. Para los productos, $M_p = 28.9$, $k = 1.36$.

*Resp.* 0.0206 kg(comb.)/kg(aire).

**15.8** Un compresor de turbina de gas suministra a un regenerador 82 388 kg/h de aire a 405.75 kPa abs., 182.2°C, que sale del regenerador a 396.86 kPa abs., 393.3°C. Los gases calientes que provienen de la combustión de 832.2 kg/h de combustible entran al regenerador a 104.53 kPa abs., 548.9°C. Determine **(a)** la eficiencia del regenerador, y **(b)** la disponibilidad de los productos del regenerador con respecto a un sumidero de $p_0 = 101.70$ kPa abs. y $t_0 = 21.1°C$. Suponga que los productos tienen propiedades similares a las del aire. Ver la sección B 1.

*Resp.* **(a)** 57%, **(b)**103.6 kJ/kg.

**15.9** Se absorben 11 678 850 kJ/h por 22.68 kg/seg de aire que pasa a través de un regenerador de turbina de gas; la relación combustible-aire es $r_{f/a} = 0.017$; $M_p = 28.8$ kg/mol, $k_p = 1.37$. Si el aire y los productos entran al regenerador a 182.2°C y 426.7°C, respectivamente, calcule **(a)** la eficiencia del regenerador, y **(b)** la temperatura de salida del aire y la temperatura de salida de los productos.

**15.10** Considere la continuación del estudio de una combinación de reactor nuclear y turbina de gas en ciclo cerrrado (prob. **15.2**). Gas helio sale del compresor ($\eta_c = 100\%$) a 4 137 kPa abs., 416.7 °K; fluye luego del reactor a 1 088.9 °K (no se cuentan las caídas de presión) y entra en la turbina; sale de ésta ($\eta_t = 100\%$) a 2 241 kPa abs. y pasa por un regenerador; de ahí va a un cambiador de calor (sumidero) y luego al compresor, que lo comprime a 4 137 kPa abs. De este último circula a través del regenerador (100%

de eficacia) y a continuación entra en el reactor; luego el ciclo se repite. En el caso de una potencia neta de 16 412 kW, ¿con qué intensidad debe fluir el helio? Calcule además la eficiencia térmica.

*Resp.* 1 297 kg/min, 61.8%.

**15.11** Un aeroplano es impulsado por un sistema de reacción. El chorro de fluido sale de la tobera del sistema (en la cola del aeroplano) con una velocidad absoluta (respecto a tierra) de 853.7 m/seg; el avión se desplaza a 1 569 km/h. Si el sistema desarrolla 7 460 kW, halle **(a)** la fuerza propulsora, **(b)** el flujo de masa (despreciando $r_{f/a}$), y **(c)** la eficiencia de propulsión.

*Resp.* **(a)** 17 117 N, **(b)** 20.05 kg/seg, **(c)** 50.5%.

**15.12** Se espera que un avión impulsado por un motor de reacción vuele en equilibrio dinámico a 965.4 km/h, cuando la fuerza propulsora neta es de 17 793 N y la relación de aire a combustible es $r_{a/f} = 50$. Los gases de escape salen de la tobera a 610 m/seg (en relación con el motor). Determine **(a)** el flujo de aire $\dot{m}_a$ y el de combustible $\dot{m}_f$, **(b)** la potencia que se desarrolla. **(c)** Si la temperatura en el estado de escape es de 944.4°K y la del sumidero de 277.8°K, determine la disponibilidad y la producción de entropía para el universo termodinámico y la irreversibilidad en la sección de salida de la tobera hasta el estado de inactividad, por unidad de masa de aire. (Emplee como valor del calor específico del gas de escape $c_p = 1.089$ kJ/kg°K.) **(d)** Calcule la eficiencia de propulsión, el CECP y el impulso específico del aire.

*Resp.* **(a)** 50.3, 1.006 kg/seg; **(b)** 4 772 kW, **(c)** 515 kJ/kg (aire), $\Delta S_p = 1.181$ kJ/K·kg (aire), **(d)** 61.1%, 0.204 kg(comb.)N·h, 7 353 N·seg/kg.

**15.13** Un avión tiene una velocidad respecto al aire de 274.4 m/seg, donde el aire atmosférico se encuentra a 27.58 kPa abs, 222°K. **(a)** El aire queda materialmente en reposo, en relación con el aeroplano, en un difusor. Evalúe la entalpia de estagnación correspondiente, así como la temperatura y la presión. **(b)** Sea el coeficiente de presión para el difusor $K_p = 96\%$. Especifique el estado real en la salida del difusor cuando $K_p \approx 0$. **(c)** El aire que sale del difusor es comprimido adiabáticamente según una relación de presión de 4.5, con $\Delta K = 0$. Si la eficiencia del compresor es de 80%, determine el trabajo por unidad de masa. ¿Qué potencia se requiere para un flujo de aire de 81.63 kg/seg? **(d)** En el caso de $T_0 = 222$°K calcule la irreversibilidad total en el proceso (en difusor y compresor).

**15.14** Demuestre para una tobera de cohete (o para cualquier otra tobera) con un gas ideal de propiedades $k$ y $M$, que el impulso específico para el flujo isentrópico está dado por

$$I = \left\{ \frac{2k\bar{R}T_1}{\mathbf{k}(k-1)M} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} \right] \right\}^{1/2}$$

donde $T_1$, $p_1$ indican el estado inicial de estagnación, y $p_2$ es la presión estática en la sección de salida.

**15.15** Un cohete de investigación desarrolla una fuerza de propulsión de 17 793 N en un lapso de 30 seg, cuando consume constantemente 425.9 kg de propulsante (ácido nítrico fumante rojo y furfurilanilina). **(a)** ¿Con qué velocidad constante salen los productos de la tobera? **(b)** Calcule la temperatura en la cámara de combustión si la presión ahí es de 2 206.3 kPa abs. y la expansión (gas ideal, $k = 1.2$) a través de la tobera es hasta 103.4 kPa abs., 1 560°C.

*Resp.* **(a)** 1 253 m/seg, **(b)** 3 056 K.

**15.16** Se analiza una turbina de gas que funciona según el ciclo Brayton estándar de aire. Se estudia asimismo el efecto de la temperatura intermedia $T_2$ sobre el trabajo máximo. El ciclo funciona entre la temperatura mínima $T_1 = 300$°K y la temperatura máxima $T_3 = 1\,400$°K. Elabore un programa de computadora para tal estudio.

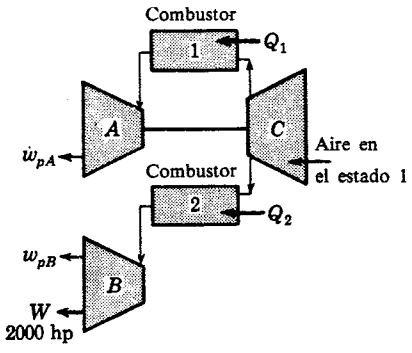
## UNIDADES TECNICAS

**15.17** Un alto horno necesita un suministro de gas caliente a presión ("presurizado") 30 psia (12.1 kgf/cm$^2$ abs.) para su funcionamiento. El gas es suministrado por el escape de una turbina de gas que no produce potencia mecánica, excepto la requerida para proporcionar dicho gas. Condiciones en la turbina: en el estado 1, $p_1 = 15$ psia (1.05 kgf/cm$^2$ abs.), $t_1 = 60$°F (15.5°C); la eficiencia de la turbina y la del compresor son ambas de 100%. Calcule la relación de presión $r_p$ para el compresor. Utilice la sección B 2.

**15.18** Una turboplanta consta de dos turbinas de gas $A$ y $B$ (ver la figura), dos combustores y un solo compresor, $C$; la turbina $A$ impulsa al compresor $C$ para proporcionar todo el aire requerido, mientras la turbina $B$ desarrolla 2 000 hp, la potencia de salida neta de la unidad. La eficiencia de las turbinas y del compresor son de 83% cada una. En el estado 1, $p_1 = 15$ psia (1.05 kgf/cm$^2$ abs.), $t_1 = 100$°F (37°C); $r_p = 5$. La condición de admisión en cada turbina es de 75 psia (5.28 kgf/cm$^2$ abs.), 1 300°F (704°C); am-

bas turbinas tienen un escape a 15 psia (1.056 kgf/cm² abs.). Determine **(a)** los calores $Q_1$ y $Q_2$, **(b)** la eficiencia térmica de la unidad, y **(c)** $p_m$.

*Resp.* **(a)** 341 700, 135 600 Btu/min, **(b)** 17.75%.




**Problema 15.18**

**15.19** Se estudia hidrógeno como fluido para el ciclo de Brayton cerrado en una combinación de reactor nuclear y turbina de gas. Ver Prob. **15.2.** El hidrógeno entra a la sección del compresor a 20 psia, 540°R (300°K) y sale a 150 psia (10.5 kgf/cm² abs.), 1 040°R (1 577°K) para pasar luego a la fuente de calor del reactor. En la sección de la turbina, el hidrógeno se encuentra a 2 000°R (1 111°K); luego de la expansión fluye a la descarga a 1 280°R (711°K). Para una potencia de salida neta de 10 000 hp y empleando la sección B 5, calcule **(a)** la eficiencia del compresor $\eta_c$, **(b)** la eficiencia de la turbina $\eta_t$, **(c)** el flujo de hidrógeno, en lb/seg.

*Resp.* **(a)** 84%, **(b)** 84.1%, **(c)** 8.54 lb/seg.

**15.20** En un ciclo estándar de aire para turbina de gas, en el estado 1, $p_1 = 1.02$ kgf/cm² abs., $t_1 = 15°C$; $r_p = 6$. La temperatura máxima del ciclo es $t_3 = 780°C$. Los rendimientos son: turbina, $\eta_t = 82\%$; compresor, $\eta_c = 82\%$. ¿Qué disminución en la eficiencia de la turbina producirá el mismo efecto en el rendimiento térmico del ciclo, que una disminución en la del compresor hasta $\eta_c = 75\%$, si los demás valores permanecen inalterados?

**15.21** El bombeo de gas natural a través de una región se lleva a cabo por medio de una turbina de ciclo Brayton a estándar de aire, que produce 5 000 hp. Aire a 14.7 psia, 100°F (punto 1) entra en la sección del compresor; la relación de presión es $r_p = 10$. En la sección de admisión de la turbina (punto 3), la temperatura es 1 540°F; $\eta_c = 85\%$, $\eta_t = 85\%$. Utilice la sección B 2 y calcule **(a)** el flujo de aire requerido, **(b)** la potencia del compresor, en hp; **(c)** la eficiencia térmica.

*Resp.* **(a)** 62.33 lb/seg, **(b)** 12 920 hp, **(c)** 25.30%.

**15.22** Una planta de turbina de gas recibe 70 lb/seg de aire a 80°F (misma temperatura del sumidero, $t_0$) y 1 atm. La relación de presión en el compresor es 6; el poder calorífico inferior del combustible es 18 500 Btu/lb. Existen dos turbinas, una (de AP) con la suficiente potencia para impulsar sólo el compresor, y la otra (de BP) suministra la potencia neta. Entre las turbinas hay una quema adicional de combustible. La temperatura de admisión en cada máquina es 1 440°F. La turbina de BP descarga a través de un regenerador. Desprecie en los cálculos las caídas de presión y la masa del combustible. Para el ciclo estándar de aire equivalente y todos los procesos ideales, calcule **(a)** la eficiencia térmica, **(b)** la potencia neta, **(c)** el consumo específico de combustible, en lb/hp·h, **(d)** el consumo específico de calor, y **(e)** la irreversibilidad del proceso de cesión de calor. De no haber irreversibilidad *en este caso*, ¿cuál sería el porcentaje de incremento en el trabajo realizado?

*Resp.* [Sección B 2] **(a)** 58.4%, **(b)** 12 050 Btu/seg, **(c)** 0.236 lb/hp·h, **(d)** 4 360, **(e)** 1 410 Btu/seg, 16.5%.

**15.23** Responda las preguntas del prob. **15.22** si las desviaciones respecto de lo ideal están definidas por los siguientes parámetros: compresor, $\eta_c = 83\%$; para cada turbina, $\eta_t = 85\%$; combustión, $\eta_b = 96\%$; y regeneración, $\varepsilon_r = 50\%$.

*Resp.* **(a)** 26.7%, **(b)** 7 240, **(c)** 0.515, **(d)** 9 520, **(e)** 99%.

**15.24** Una turbina de gas recibe 40 000 cfm de aire a 14 psia, 60°F, y lo comprime a 98 psia. Se inyecta combustible octano líquido a 70°F a los combustores, a razón de $r_{f/a} = 0.01635$ lb (comb.)/lb (aire); ver la ecuación (13.7, del *Texto*). La combustión es completa, con una liberación de energía de $E_c = 19\,300$ Btu/lb de combustible (corregida a 0°R), y los productos resultantes son similares a "400% de aire" (sección B 8). En el caso de procesos ideales, determine **(a)** la temperatura del aire en el compresor de salida, **(b)** la temperatura del gas en la descarga de la turbina, **(c)** la potencia neta (en hp), **(d)** la eficiencia del ciclo, **(e)** $p_m$, **(f)** la parte no disponible de $Q_A$ (1 lb de aire y $t_0 = 60°F$) y la parte disponible de $Q_R$.

*Resp.* **(a)** 903°R, **(b)** 1 247°R, **(c)** 8 630 hp, **(d)** 39.8%.

**15.25** Se debe suministrar aire comprimido por una turbina de gas simple con un compresor de sobrecapacidad, que proporciona tanto el aire comprimido que se necesita, como el aire requerido

por la turbina; todo el trabajo de esta máquina se emplea para impulsar el compresor. En el estado 1, $p_1$ = 14.7 psia, $t_1$ = 60°F; la relación de presión es $r_p$ = 6; la temperatura máxima del ciclo es de 1 500°F; la liberación de energía a partir del combustible es de 18 500 Btu/lb(comb.)(corregida a 0°R) y los productos son similares a "400% de aire"; sección B 8; $t_{\text{comb.}}$ = 60°F. Se aplican estas eficiencias: compresor, $\eta_c$ = 82%; turbina, $\eta_t$ = 84%. Desprecie la masa de combustible y determine **(a)** las libras de aire comprimido suministradas por libra de productos a través de la turbina, **(b)** la relación aire-combustible $r_{a/f}$ para la parte del ciclo en la turbina, **(c)** el aire comprimido proporcionado por libra de combustible quemado por segundo.

*Resp.* **(a)** 0.613, **(b)** 64.5, **(c)** 39.6 lb/seg.

**15.26** Un combustor recibe aire a 250°C y combustible líquido a 25°C [ver la ecuación (13-7)]; $r_{a/f}$ = 60; el poder calorífico es 10 250 kcal/kg (comb.) (base a 0°K); la eficiencia del combustor es $\eta_b$ = 94%. Los gases entran en la turbina a 6 kgf/cm$^2$ abs., y salen de ella a 1.05 kgf/cm$^2$ abs., $\eta_t$ = 85%. Calcule **(a)** la temperatura de los gases a la salida del combustor, y **(b)** su temperatura al salir de la turbina.

**15.27** El aire entra a un turboplanta estacionaria a 500°R y 14.7 psia; $r_p$ = 7.95. La temperatura real de descarga en el compresor es de 1 000°R. Los productos de combustión penetran en la turbina a 2 000°R y se expanden hasta la presión atmosférica. Se emplea regeneración con una efectividad de 60%. (No hay caídas de presión). La temperatura real en el escape es de 1 320°R. Muestre en un diagrama *Ts* todos los estados que intervienen en la solución. **(a)** En el caso de un ciclo ideal de Brayton, evalúe el trabajo neto por libra y la eficiencia térmica. Calcule **(b)** las eficiencias de compresión y de la turbina, **(c)** el trabajo real neto, **(d)** el calor agregado y la eficiencia térmica reales. ¿Cuál sería la eficiencia térmica real sin regeneración? **(e)** Si la potencia de salida de la máquina real fuera de 5 000 hp, ¿qué volumen de aire entra en el compresor (cfm, en el estado 1)?

*Resp.* **(a)** 124.2 Btu/lb, 43.1%; **(b)** 79.7%, 82.6%; **(c)** 61.1; **(d)** 215 Btu/lb, 28.4%, 23.2%; **(e)** 43 600 cfm.

**15.28** Una turbina de gas con ciclo regenerativo está construida en dos partes, semejante a la del Prob. **15.18**, con la adición de un regenerador. Una turbina, cuyo combustor recibe 56 800 kg/h de aire y 575 kg/h de combustible, mueve al compresor. La otra turbina, cuyo combustor recibe 34 030 kg/h de aire y 340 kg/h de combustible, produce la potencia neta de salida, o sea, una capacidad de 3 500 hp. La cantidad todal de aire, 90 830 kg/h, entra en el compresor a 1.02 kgf/cm$^2$ abs. y 15°C, y es descargada a 4.14 kgf/cm$^2$ abs. y 183°C al regenerador. Al salir de éste a 4.05 kgf/cm$^2$ abs. y 400°C, el aire va a los combustores respectivos y sale de cada uno de ellos a 3.98 kgf/cm$^2$ abs. y 815°C, lo cual también se considera como el estado de estrangulación a cada máquina. El escape de cada turbina es a 1.07 kgf/cm$^2$ abs. y 550°C, y de ahí todos los productos van al regenerador. Al salir de éste, los productos se hallan a 1.04 kgf/cm$^2$ abs. y 335°C. Para el combustible, $q_l$ = 10 110 kcal/kg. Suponga que no se producen pérdidas de calor entre elementos del equipo. Bosqueje la disposición de estos últimos y calcule **(a)** la eficiencia del compresor, **(b)** la eficiencia de cada turbina, **(c)** la efectividad del regenerador, y **(d)** la eficiencia térmica real.

**15.29** Aire atmósferico a 0.28 kgf/cm$^2$ abs., −51°C entra en la sección del difusor en un avión de reacción ($\mathscr{v}_p$ = 1 535 km/h) y queda casi sin movimiento en la entrada del compresor del motor o reactor. El coeficiente de presión es $\kappa_p$ = 92% y el factor de recuperación por temperatura $f_T$ = 94% para el difusor. Calcule **(a)** la presión del aire y la temperatura a la salida del difusor, **(b)** la potencia de propulsión alcanzada si la velocidad absoluta de salida de los productos por la cola del aparato es $\mathscr{v}_2$ = 750 m/seg y el flujo de aire es de 50 kg/seg; desprecie la masa de combustible agregado. Trace el diagrama *TS* para la parte del difusor en el ciclo.

**15.30** Un avión propulsado por un motor de reacción tiene una velocidad respecto al aire de 800 pie/seg; en este motor el impulso específico es de 60 seg, la relación aire-combustible vale 60 y el poder calorífico del combustible es de 18 600 Btu/lb (comb.). Calcule la eficiencia de propulsión, la eficiencia motriz de la máquina y la eficiencia térmica del ciclo.

*Resp.* 45.2%, 19.9%, 43.8%.

**15.31** Un motor de reacción funciona en cierto ambiente a −48°F y 8.88 plg Hg abs.; su velocidad es de 630 mph; $r_{f/a}$ = 0.017 lb(comb.)/lb-(aire); el coeficiente de presión de ariete es 90%; la eficiencia de combustión es 94%; sea $s_q$ = 18 800 Btu/lb(comb.); el CECP es 0.8 lb(comb.) por hora y por lb de empuje; fuerza propulsora $F_t$ = 3 000 lb. Calcule **(a)** el flujo de masa de aire, **(b)** la potencia de propulsión que se desarrolla, **(c)** la velocidad en la sección de salida de la

tobera (con respecto a la máquina), **(d)** el rendimiento de la propulsión, **(e)** la eficiencia térmica motriz de la máquina, **(f)** la eficiencia térmica del ciclo **(g)** la presión en la salida del difusor si la energía cinética en ese lugar es despreciable, **(h)** $\Delta h$ en la tobera si los gases que entran tienen una energía cinética despreciable.

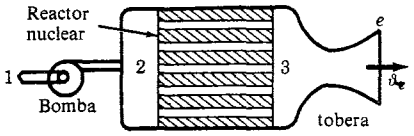
*Resp.* [Sección B 2] **(a)** 39.2 lb/seg, **(b)** 5 050 hp, **(c)** 3 330 pie/seg, **(d)** 49.8%, **(e)** 28.5%, **(f)** 63.5%, **(g)** 7.28 psia, **(h)** −222 Btu/lb(aire).

**15.32** La velocidad respecto del aire de un avión con motor *turbojet* o turborreactor es de 900 pie/seg en aire a 4 psia y −60°F; para el compresor, $r_p = 4.5$; sea $r_{f/a} = 0.01635$ (virtualmente debe tomarse en cuenta masa de combustible para "400% de aire"); a 0°R, $-h_{rp} = q_l = 18\,500$ Btu/lb(comb.); para los productos, $M_p = 28.9$. Considere despreciable la entalpia sensible del combustible conforme entra en el combustor. Todos los procesos son ideales. Las energías cinéticas son despreciables donde se indica: en la salida del difusor y en los cambios a través del combustor y la turbina. **(a)** Determine el estado ($p$, $T$, y otras propiedades que se necesiten) a la salida del difusor, del compresor, de los combustores, de la turbina y de la tobera. Calcule: **(b)** el flujo de masa de aire para proporcionar una fuerza propulsora de 10 000 lb, **(c)** la potencia desarrollada, **(d)** la eficiencia de propulsión, **(e)** la eficiencia térmica motriz, **(f)** la eficiencia térmica del ciclo. [*Observación*: $\oint dQ/Q_A$ da exactamente la misma cifra que la definición de $e_{cic}$ sólo para una sustancia pura sobre todo el ciclo. Ensaye esto.] **(g)** el CECP, **(h)** la irreversibilidad del escape que pasa al estado de inactividad; $T_0 = 400$°R.

*Resp.* [Secciones B 2, B 8] **(a)** $T_3 = 1\,838$°R, $T_e = 1\,088$°R, **(b)** 181.2 lb/seg, **(c)** 16 360 hp, **(d)** 50.3%, **(e)** 21.1%, **(f)** 42.5%, **(g)** 1.07.

**15.33** Es posible que el hidrógeno, calentado a través de un reactor nuclear, como se muestra, pueda utilizarse como propulsante de cohetes en la etapa superior. Suponga que durante el calentamiento del $H_2$ en el reactor desde $T_2 = 150$°R hasta $T_3 = 4\,500$°R (ver la figura), la presión desciende de $p_2 = 1\,000$ psia hasta $p_3 = 400$ psia. El $H_2$ entra luego a la tobera con una energía cinética despreciable y se expande en forma isentrópica hasta una presión de salida de 2 psia; los alrededores también se encuentran virtualmente a la misma presión y 380°R. La fuerza propulsora debe ser de $10^5$ lb. Calcule **(a)** la velocidad de salida del $H_2$, **(b)** el impulso específico, y **(c)** el flujo de masa para la fuerza propulsora deseada. **(d)** Cuando la eficiencia de propulsión del cohete es de 88%. ¿Cuánto vale el número de Mach?

*Resp.* [Sección B 5] **(a)** 25 500 pies/seg, **(b)** 792, **(c)** 126 lb/seg, **(d)** 15.9 ó 46.4.




**Problema 15.33**

**15.34** Se desea que una tobera empleada para el manejo y el control de una nave espacial, desarrolle una fuerza de 1 lb. El hidrógeno debe expandirse desde un estado de estagnación de 300 psia y 1 180°R; la sección de salida de la tobera está diseñada para una presión de 3 psia; la eficiencia en la tobera es $\eta_n = 93\%$. Desprecie el efecto de la diferencia entre la presión de salida y la presión de los alrededores. **(a)** ¿Qué masa de $H_2$ debe estar almacenada para el equivalente de 10 h de uso? Calcule **(b)** el impulso específico y **(c)** el diámetro de garganta para un flujo isentrópico si la presión en ese lugar es $p^* = 158$ psia.

*Resp.* **(a)** 98.5 lb, **(b)** 365 seg, **(c)** 0.0534 plg.

**15.35** Un motor cohete genera gases de combustión a 320 psia, 5 200°R en la entrada a la tobera, donde la velocidad del gas es baja (en relación con la tobera). Esta última está diseñada para expandir los gases hasta la presión ambiente de 5 psia; la temperatura del ambiente es 400°R. Los gases en expansión (considerados ideales) tienen las características $k = 1.2$, $M_g = 15.45$ lb/lb mol. En caso de un flujo de masa de 325 lb/seg y una velocidad del vehículo de 4 000 mph, determine **(a)** la velocidad relativa del gas de salida desde la tobera para un flujo constante a través de ésta, **(b)** la fuerza propulsora y el impulso específico, **(c)** la potencia momentánea desarrollada, y **(d)** la eficiencia de propulsión, **(e)** ¿Cuánto vale el número de Mach para la velocidad del vehículo?

*Resp.* **(a)** 10 050 pies/seg, **(b)** 101 300 lb, 312 lbf·seg/lb, **(c)** 1 080 000 hp, **(d)** 87%, **(e)** 5.98.

**15.36** **(a)** El movimiento vertical de un cohete en el vacío se puede expresar matemáticamente como $d\mathscr{v} = g\,d\tau - \mathscr{v}_r\,dm/m$, donde $\mathscr{v}$ es la velocidad del cohete, $g$ es la aceleración de la gravedad local, $d\tau$ es el tiempo de combustión para el propulsante, $\mathscr{v}_r$ es la velocidad de salida del gas relativa al cohete, y $m$ es la masa combinada del cohete y el propulsante en cualquier instante dado. Si se requiere que un cierto cohete salga del campo gravitacional de la Tierra, determine qué masa del cohete total constituye el propulsante si el tiempo requerido para quemarlo es despre-

ciable, y si la velocidad relativa del gas $v_r$ = 2 550 m/seg, es constante durante la combustión. La velocidad de escape es aproximadamente de 40 000 km/h; además sea también $g$ constante. **(b)** Cuatro toneladas de propulsante se colocan en un cohete de 2 ton para formar un conjunto con un total de 6 ton. Se estima que la velocidad relativa de eyección o expulsión será de 2 250 m/seg y que el propulsante se quemará durante 40 seg de vuelo. Calcule la máxima velocidad alcanzada por el cohete. Considere un valor constante de $g = 9.8$ m/seg$^2$.

# 16

# MOTORES DE COMBUSTION INTERNA

## 16.1 INTRODUCCION

Si bien la turbina de gas es también un *motor de combustión interna,* el nombre por lo general se aplica específicamente a los motores reciprocantes o de movimiento alternativo, tipo de máquina del cual todos sabemos algo. Los combustibles que utiliza son gas natural o gas manufacturado, gasolina, keroseno, petróleo, alcohol y otros. Los combustibles usuales son el gas natural, la gasolina y el combustóleo (*fuel oil*).

Los primeros intentos para construir un motor de combustión interna (abreviado como MCI) se basaron en el empleo de pólvora. Barsanti y Matteucci construyeron en 1857 un motor de pistón libre que funcionaba de la siguiente manera: una explosión empujaba un émbolo o pistón verticalmente hacia arriba. Conforme descendía debido a la acción de la gravedad, movía un mecanismo de trinquete conectado de tal manera que producía la rotación de un eje. Un motor tan imperfecto estaba condenado al fracaso, aunque en 1867 Otto y Langen lograron producir con éxito varios motores de pistón libre. En 1860, Lenoir ideó y desarrolló un motor sin compresión, pero como veremos más adelante se necesita de cierta compresión antes de la combustión para producir una potencia significativa con eficiencia aceptable.

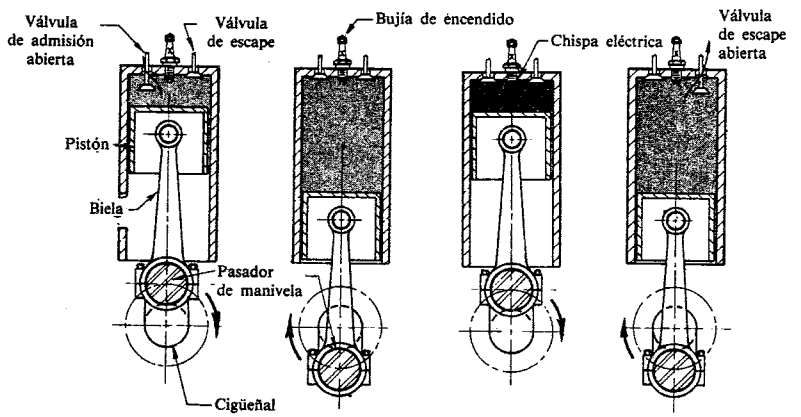



**Fig. 16/1.** *Ciclo de cuatro tiempos.* La ignición puede ser por chispa eléctrica, como se indica, o por compresión (autoignición), como en el motor Diesel. (a) Punto muerto superior (PMS), o "a la cabeza"; principio de la carrera de succión. (b) Punto muerto inferior (PMF), o "a la culata"; principio de la carrera de compresión. (c) Comienzo de la carrera de potencia. (d) Principio de la carrera de escape.

Aun cuando en 1862 el francés Beau de Rochas elaboró la teoría y propuso las condiciones necesarias para la alta eficiencia, correspondió a Nicholas A. Otto (1832-1891) la fabricación en 1876 de un motor perfeccionado, tras de haber inventado por su cuenta el mismo ciclo. Este motor se denominó "motor silencioso de Otto", pero la palabra "silencioso" no debe interpretarse literalmente. Otto nació en Holzhausen, Alemania, y en la época de su famoso invento era socio en una fábrica donde se elaboraban motores de gas.

Sir Dugald Clerk, quien nació en Glasgow en 1854, inventó el motor con ciclo de dos tiempos, que se exhibió por primera vez en 1881. En estas primeras etapas del motor de combustión interna, eran comunes velocidades de rotación del orden de 200 rpm. El alemán Gottlieb Daimler (1834-1899) fue el primero en idear motores pequeños de velocidad relativamente elevada, para desarrollar una mayor potencia a partir de un tamaño determinado, por ejemplo, 1 000 rpm (en comparación con las 4 000 rpm o más de los motores de automóvil actuales), y los operaba mediante una ignición mejorada de bulbo caliente.

Los pasos de un ciclo de cuatro tiempos se explican en la figura 16/1.

## 16.2 EL CICLO DE OTTO

El ciclo de Otto es el prototipo ideal de los motores de ignición por chispa eléctrica (IE), figura 16/2. Al igual que en las turbinas de gas y en los motores de reacción, conviene analizar un *estándar de aire equivalente*, particularmente como una primera aproximación. En un ciclo Otto ideal de cuatro tiempos no hay caídas de presión como consecuencia de la fricción, de manera que se cancelan las cantidades de trabajo correspondientes a la admisión (succión) 0-1 y al escape (descarga) 1-0. Durante los procesos isométricos sin flujo, $Q = \Delta u$ (por unidad de masa), independientemente de la sustancia de trabajo. A fin de obtener una conclusión importante, supondremos calores específicos constantes. En el caso del trabajo neto $W = \oint dQ$, la eficiencia térmica $e = \oint dQ/Q_A$ es:

$$(16\text{-}1) \qquad e = \frac{U_3 - U_2 - (U_4 - U_1)}{U_3 - U_2} = \frac{c_{v23}(T_3 - T_2) - c_{v41}(T_4 - T_1)}{c_{v23}(T_3 - T_2)}$$

[PARA CUALQUIER SUSTANCIA] [PARA $c_v$ CONSTANTE]

donde $Q_A = U_3 - U_2$, $Q_R = U_1 - U_4$. Para el ciclo Otto ideal abierto el trabajo neto es $(U_3 - U_4)_p - (U_2 - U_1)_r$; $U_1 = m_r u_{r1}$; $U_2 = m_r u_{r2}$, $U_3 = m_p u_{p3}$, y $U_4 = m_p u_{p4}$; el subíndice $r$ designa los reactivos, y el subíndice $p$, los productos. Si tenemos a nuestra disposición los valores tabulados de las energías, las primeras formas de las ecuaciones anteriores son las apropiadas. Si se supone que $c_{v23} = c_{v41}$ (son en realidad muy diferentes), los $c_v$ se cancelan y obtenemos:

**(a)** $$e = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

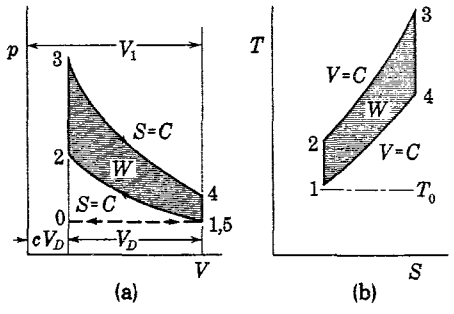



**Fig. 16/2.** *Ciclo de Otto.* El ciclo equivalente ideal es: 1-2, compresión isentrópica; 2-3 adición de calor isométrica; 3-4, expansión isentrópica; y 4-1, cesión isométrica de calor.

Se usa la relación $TV$ para un proceso isentrópico, ecuación (7-2); es decir, $T_4/T_3 = (V_3/V_4)^{k-1}$ y $T_1/T_2 = (V_2/V_1)^{k-1}$; o bien, puesto que $V_3 = V_2$ y $V_4 = V_1$,

**(b)** $$T_4 = T_3\left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{k-1} = \frac{T_3}{r_k^{k-1}} \quad \text{y} \quad T_1 = T_2\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1} = \frac{T_2}{r_k^{k-1}}$$

donde hemos empleado la relación de compresión $r_k = V_1/V_2 = V_4/V_3$. Al sustituir estos valores en **(a)** y simplificar obtenemos:

(16-2) $$e = 1 - \frac{1}{r_k^{k-1}} \qquad \text{[PARA } k \text{ CONSTANTE]}$$

lo cual muestra una importante característica del ciclo de Otto, a saber, su eficiencia para un valor particular de $k$ depende únicamente de la relación de compresión $r_k$. Debido a esto, el motor de ignición eléctrica ha ido evolucionando hasta alcanzar relaciones de compresión cada vez más altas. La relación de compresión se modifica variando el ***volumen de espacio muerto***, que es el volumen del espacio de combustión cuando el pistón está en la posición PMS, figura 16/1. Generalmente se expresa mediante el ***coeficiente*** (o *porcentaje*) ***de espacio muerto***, $c$. De ahí que dicho volumen de espacio muerto es $cV_D$, donde $V_D$ es el volumen de desplazamiento (o embolada). En el caso del ciclo abierto ideal,

**(c)** $$r_k = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_D + cV_D}{cV_D} = \frac{1 + c}{c}$$

No debemos olvidar que el trabajo también está dado por $\oint V dp$ o $\oint p\, dV$;

**(d)** $$W = \oint p\, dV = \frac{p_2V_2 - p_1V_1}{1 - k} + \frac{p_4V_4 - p_3V_3}{1 - k}$$

que, con $pV = mRT$ y $c_v = R/(k-1) =$ constante, se puede demostrar que equivale a $\oint dQ$. Como el motor real tiene admisión de aire y combustible, también posee una eficiencia volumétrica, que se maneja prácticamente como una relación de masas; ver más detalles en §§14.7 y 14.6

## 16.3 PATRONES IDEALES DE COMPARACION

Siempre que se trata de un proceso de combustión interna se tiende a pensar que el patrón ideal debe corresponder a una reacción reversible; es decir, $W_{\text{máx.}} = -\Delta A$ a temperatura constante, donde $A$ es la función de Helmholtz, §5.24. Desde este punto de vista, el motor no es una máquina térmica. La misma idea se aplica a la turbina de gas, salvo que $W_{T\text{máx.}} = -\Delta G$; esta cantidad $G$ es la función de Gibbs. No obstante, un acontecimiento a temperatura constante es tan distinto de los sucesos reales que no contribuye en nada al mejoramiento del motor real. Por lo tanto, se utilizan ciclos equivalentes, como en el análisis anterior y en otros análisis más realistas.

El motor Otto ideal que corresponde a un motor real tiene *la misma relación de compresión, idéntica temperatura inicial $T_1$, y el calor suministrado es el mismo que el que se libera en la combustión* ($m_f q_l$). Dado que los calores específicos varían considerablemente durante el funcionamiento, las respuestas obtenidas para el estándar de aire dependen de las suposiciones que se hagan. Para $k = 1.4$ tenemos el ***estándar de aire frío***, de poco valor práctico.

Si empleamos una $k$ promedio menor, por ejemplo, $k = 1.3$, se tiene el ***estándar de aire caliente***. Ver la figura 16/3. Con la disponibilidad de las tablas de propiedades del aire (sección B 2 y otras), existen pocas razones para utilizar las $k$ constantes con el patrón o estándar de aire, excepto cuando la $k$ promedio se ajusta al proceso dado.

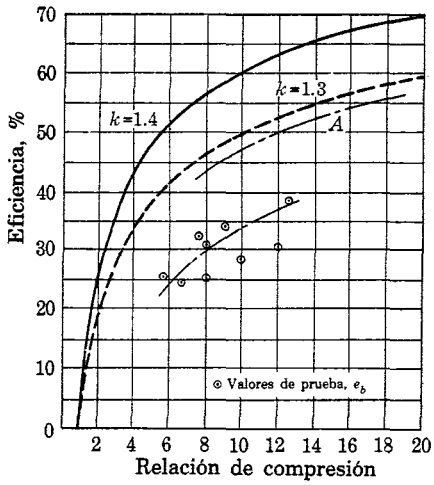



**Fig. 16/3.** *La eficiencia en función de la relación de compresión, ciclo de Otto.* La curva de línea llena es la eficiencia ideal para aire frío, $k = 1.4$; la curva de línea punteada es para aire caliente, $k = 1.3$, valor medio; curva $A$, con tolerancias para las características de la combustión y las mezclas reales, de tablas.[0.24] Los valores de prueba, calculados con base en el poder calorífico inferior y extraídos al azar de las publicaciones técnicas, indican que la eficiencia real tiende a mejorar con la eficiencia ideal. El límite práctico de la relación de compresión para un motor IE es cuando se inicia la detonación, que es una rápida y violenta onda de presión oscilante que se vuelve audible.

El ideal más realista es el ***análisis de mezcla real***, donde se toman en cuenta los productos de combustión con disociación (§13.34), la fracción no purgada de los gases de combustión restantes en el espacio muerto, y la relación aire-combustible. Existen tablas y diagramas disponibles para reducir el trabajo de cálculo.[0.24, 0.25]

## 16.4 Ejemplo: Ciclo de Otto en el estándar de aire

Un motor ideal Otto con 15% de espacio muerto funciona con 20 lb/min (9.08 kg/min) de aire, inicialmente a 14 psia (0.98 kgf/cm$^2$ abs.) y 120°F (49°C) utilizar $r_{f/a} = 0.0556$ lb (comb.)/lb (aire) con un poder calorífico inferior (a volumen constante y a 0°R) de $q_{l0} = 19\,000$ Btu/lb (10 555 kcal/kg) de combustible (§13.27). Determinar **(a)** su volumen de desplazamiento y la masa admitida durante la succión en el caso de una eficiencia volumétrica de 75%; **(b)** las temperaturas y presiones en los vértices del ciclo, figura 16/4; **(c)** la potencia en hp y la eficiencia térmica; **(d)** la p.m.e. y la eficiencia motriz al freno en el caso de una eficiencia térmica al freno de 24%; y **(e)** la disponibilidad energética en el estado 4 respecto de un resumidero a 14 psia y 120°F. Emplear valores de las tablas de aire para el estándar de aire.

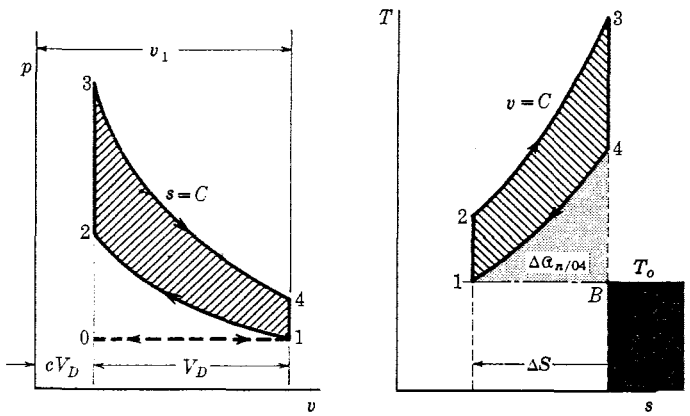



**Fig. 16/4.** La irreversibilidad $I$ del proceso 4-1 es $T_0$ veces el cambio de entropía del universo.

**Solución.** (a) Primero encontramos $r_k$; $V_1 = V_4$.

$$\textbf{(a)} \qquad r_k = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_D + cV_D}{cV_D} = \frac{1 + c}{c} = \frac{1.15}{0.15} = 7.67$$

$$\textbf{(b)} \qquad V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{(20)(53.3)(580)}{(14)(144)} = 307 \text{ cfm}$$

$$\textbf{(c)} \qquad V_D = V_1 - V_2 = V_1 - \frac{V_1}{r_k} = 307 - \frac{307}{7.67} = 267 \text{ cfm}$$

Para una masa total de $m_1 = 20$ lb, la masa en $V_D$ es $m_D = 20/(1 + c)$; para $\eta_v = V_1'/V_D = m'_{\text{entr.}}/m_D = 0.75$, sección 14.6; la masa admitida es $m'_{\text{entr.}} = (0.75)(20)/1.15 = 13.03$ lb/min.

(b) Para $T_1 = 120 + 460 = 580°\text{R}$ obtenemos lo siguiente de la sección B 2: $p_{r1} = 1.7800$, $u_1 = 98.90$, $v_{r1} = 120.70$, $\phi_1 = 0.61793$. Entonces, para $s = C$,

$$\textbf{(d)} \qquad v_{r2} = v_{r1}\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = \frac{120.7}{7.67} = 15.71$$

Entrese a la tabla de aire con este valor de $v_{r2}$ para encontrar, al grado entero más próximo, $T_2 = 1\,274°\text{R}$ (834°F); $p_{r2} = 30.02$, $u_2 = 222.91$, $\phi_2 = 0.81160$. (A manera de comparación: para $k = 1.4$, $T_2 = T_1 r_k^{k-1} = (580)(7.67)^{0.4} = 1\,310°\text{R}$).

$$\textbf{(e)} \qquad p_2 = p_1\left(\frac{p_{r2}}{p_{r1}}\right) = 14\left(\frac{30.02}{1.78}\right) = 236 \text{ psia}$$

Para determinar el estado 3, figura 16/4, observemos que la energía liberada según un valor de referencia a 0°R, es

$$\textbf{(f)} \qquad Q_A = r_{f/a} q_{\text{HV}} = (0.0556)(19\,000) = 1\,056 \text{ Btu/lb aire}$$

Esta energía sólo incrementa la energía interna molecular durante la combustión a volumen constante. En el caso del estándar de aire.

$$\textbf{(g)} \qquad Q_A = u_3 - u_2 \quad \text{o bien,} \quad u_3 = u_2 + Q_A = 222.91 + 1\,056 = 1\,278.9 \text{ Btu/lb}$$

Al grado entero más próximo correspondiente a $u_3$, encontramos $T_3 = 5\,950°\text{R}$, $p_{r3} = 19\,371$, $v_{r3} = 0.11379$, $\phi_3 = 1.25508$. En el caso de una mezcla ligeramente más rica, será necesaria la extrapolación. Por la ley de Charles, la presión en 3 resulta

$$\textbf{(h)} \qquad p_3 = p_2\left(\frac{T_3}{T_2}\right) = 236\left(\frac{5\,950}{1\,274}\right) = 1\,101 \text{ psia}$$

Como la relación de expansión $V_4/V_3$ es igual a la relación de compresión $V_1/V_2$, el estado 4 se localiza en la tabla de aire (para $s = C$),

$$\textbf{(i)} \qquad v_{r4} = (v_{r3})(r_k) = (0.11379)(7.67) = 0.8728$$

Al grado entero más próximo se tiene que $T_4 = 3\,288°\text{R}$, $p_{r4} = 1\,395.8$, $u_4 = 650.1$, $\phi_4 = 1.07477$. La presión en 4 es (para $s = C$)

(j) $$p_4 = p_3\left(\frac{p_{r4}}{p_{r3}}\right) = 1\ 101\left(\frac{1\ 395.8}{19\ 371}\right) = 79.3 \text{ psia}$$

(c) El calor cedido, como cantidad positiva ($v = C$) es

(k) $$-Q_R = u_4 - u_1 = 650.1 - 98.9 = 551.2 \text{ Btu/lb}$$

y asimismo

(l) $$W = \oint dQ = 1\ 056 - 551.2 = 504.8 \text{ Btu/lb}$$

(m) $$\dot{W} = \frac{(504.8)(20)}{42.4} = 238 \text{ hp}$$

(n) $$e = \frac{W}{E_c} = \frac{W}{Q_A} = \frac{504.8}{1\ 056} = 47.8\%$$

(d) Emplee la definición básica de p.m.e, ecuación (8-6); el trabajo por unidad de tiempo es (504.8)(20) = 10 096 Btu/min, para un desplazamiento volumétrico total de 267 cfm. Al convertir las unidades para hallar psi, tenemos

(o) $$p_m = \frac{(10\ 096)(778)}{(267)(144)} = 204 \text{ psi}$$

En este ciclo, la eficiencia motriz al freno es la relación de las eficiencias térmicas, pues el "calor suministrado" real $Q'_A$ es igual al ideal $Q_A$; de esta manera,

(p) $$\eta_b = \frac{W_B}{W} = \frac{W_B/Q_A}{W/Q_A} = \frac{e_b}{e} = \frac{0.24}{0.478} = 50.2\%$$

(e) Al aplicar la ecuación de disponibilidad sin flujo (5-6) en el caso de $\Delta\mathscr{A}_{n/0}$ que damos enseguida, se observa que el estado de inactividad definido es el mismo que el denominado 1, figura 16/4; por lo tanto, $v_1 = v_0$ y $v_4 - v_1 = 0$ para el proceso isométrico. El cambio de entropía a partir de 4 es

(q) $$\Delta s = s_1 - s_4 = \phi_1 - \phi_4 - \frac{R}{J}\ln\frac{p_1}{p_4}$$

$$= 0.61793 - 1.07477 - 0.6855 \ln\frac{14}{79.3} = -0.3381 \text{ Btu/lb}\cdot{}^\circ\text{R}$$

(5-6) $$-\Delta\mathscr{A}_{n/0} = u_4 - u_1 + p_0(v_4 - v_1) - T_0(s_4 - s_1)$$

$$= 650.1 - 98.9 + 0 - 580(0.3381) = 355.2 \text{ Btu/lb}$$

como número positivo, o bien, (355.2)(20)/42.4 = 167.5 hp, que es un trabajo ideal adicional que podría ser obtenido (64% del trabajo ideal desarrollado). El lector debe aceptar que para las relaciones especificadas, este $\Delta\mathscr{A}_{n/0}$ es igual a la irreversibilidad del proceso 4-1, ecuación (5-11).

## 16.5 CONSIDERACIONES DE ENERGIA EN EL CICLO OTTO ABIERTO

Para examinar toda la teoría del MCI se deberá recurrir a libros especializados sobre la materia, pero el principiante puede obtener una mejor apreciación de los problemas de análisis termodinámico si considera un equilibrio elemental de energía para los sucesos,

como ocurrirían en un motor Otto de ciclo abierto e ideal. Las cantidades de energía que intervienen en la admisión 0-1 y en el escape 1-0 se cancelan por caída nula de presión; así que comenzamos en 1, figura 16/5. Los reactivos en el estado 1 consisten en aire, combustible y los productos no purgados que quedaron en el espacio muerto durante el ciclo precedente. Por lo tanto, la energía almacenada en 1 para 1 unidad de masa de reactivos es

**(a)** $$E_{s1} = bu_{b1} + r_{f/r}u_{f1} + (1 - b - r_{f/r})u_{a1} + r_{f/r}q_{f0}$$

donde todas las cantidades de energía se miden a partir de un valor de referencia común —a 0°R según se infiere del símbolo $q_{f0}$— y donde $b$ es la fracción no purgada de los productos que quedan en el espacio muerto, $u_b$ es la energía interna sensible de estos productos, $r_{f/r}$ es la relación combustible-reactivos (no la relación combustible-aire), $u_f$ es la energía interna sensible del combustible, $u_a$ es la energía interna del aire y $q_{f0} = -u_{rp}$, la energía interna a volumen constante de la reacción a 0°R. (Otro valor de referencia puede emplearse si se desea). La energía interna sensible en 1 es entonces

**(b)** $$u_{r1} = bu_{b1} + r_{f/r}u_{f1} + (1 - b - r_{f/r})u_{a1}$$

El cambio de energía interna de 1 a 2, figura 16/5, es $u_{r2} - u_{r1}$, y éste es el trabajo (excepto por el signo, $W = -\Delta u$) en el proceso isentrópico sin flujo 1-2. Entre 2 y 3, tenemos

**(c)** $$u_{r2} + r_{f/r}q_{f0} = u_{p3} \qquad \text{[COMBUSTIÓN ADIABÁTICA]}$$

sin disociación. En la ecuación **(c)**, el detalle de $u_{r2}$ es análogo a la ecuación **(b)**; las propiedades de los productos se pueden obtener por medio de diagramas o tablas disponibles[0.24] El trabajo en el proceso isentrópico sin flujo 3-4 es $u_{p3} - u_{p4}$, y el trabajo neto por unidad de masa es

**(d)** $$W = u_{p3} - u_{p4} - (u_{r2} - u_{r1})$$

Estamos ahora nuevamente en la ecuación **(d)**, §16.2, excepto por los símbolos. La condición de entropía constante a lo largo de 1-2 y 3-4 es necesaria para completar la definición de los estados 2 y 4.

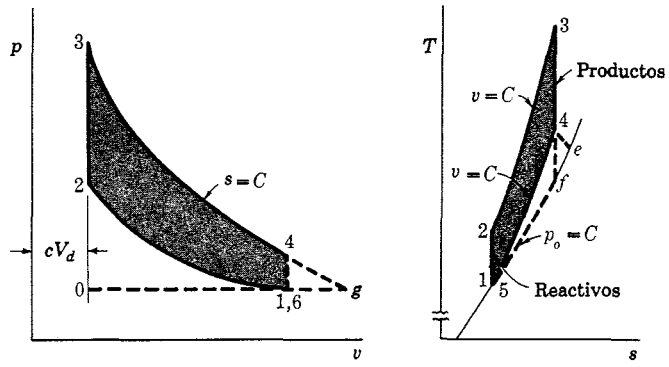



**Fig. 16/5.** *Ciclo abierto.* El diagrama *pv* representa la variación de la presión con el volumen en el cilindro, excepto 4-*f*-6. El estado *e* es la condición del escape si la descarga se efectúa a un gran *plenum*, donde los productos se pueden suponer en equilibrio.

La fracción $b$ de los gases no purgados se puede calcular si suponemos que los productos que *quedaron* en el cilindro, luego del escape a volumen constante 4-6, sufrieron una expansión isentrópica equivalente al estado $g$ para 1 unidad de masa, §7.25; es decir, imaginamos

que la expansión continúa a $s = C$ hasta g, figura 16/5. Por consiguiente con un valor apropiado de $k$, tenemos $T_g/T_4 = (p_g/p_4)^{(k-1)/k} = (p_1/p_4)^{(k-1)/k}$, a partir de lo cual se calculará $T_g$. El proceso de $g$ a 0, figura 16/5, idealmente sólo es un transporte, con el resultado de que la masa es proporcional al volumen. Por lo tanto, $m_0/m_g = v_0/v_g = b$, donde $m_g = m_1 = 1$ lb en el análisis anterior. Por último, $v_g = RT_g/p_1$.

Los acontecimientos reales difieren materialmente de las suposiciones anteriores. (1) Hay caídas de presión en el flujo de gas por los conductos y las válvulas; la admisión es a una presión por debajo de la de los alrededores, y la descarga a una presión por encima de ese valor; por consiguiente, se admite menos carga de mezcla. (2) Como las superficies internas y los conductos de la máquina están relativamente calientes, la carga entrante se calienta y los gases se expanden de acuerdo con la ley de Charles (si es ideal), lo que también reduce la carga que de otra manera se admitiría. (3) Además, por supuesto, ninguno de los estados reales son estados de equilibrio porque los gradientes de presión y de temperatura son ineludibles.

## 16.6 Ejemplo: Determinación del tamaño del motor

(a) Hallar las dimensiones aproximadas de un motor de gasolina de cuatro cilindros y cuatro tiempos que desarrolle 100 bhp a 2 000 rpm; relación diámetro/carrera $= D/L = 1$. Por la experiencia es de esperar que la p.m.e.f. $\approx$ 120 psi, la eficiencia mecánica $\eta_m \approx 80\%$, el consumo específico de combustible $m_{fb} \approx 0.55$ lb/bph·h, el poder calorífico inferior del combustible $-u_{rp} = q_l \approx 19\,000$ Btu/lb. Sea $r_k = 6.5$ y emplee un valor promedio de $k = 1.32$ para $e$. (b) Calcular la $e_b$ esperada y la eficiencia motriz indicada.

**Solución.** (a) El número de diagramas de indicador (ciclos) por minuto, en el caso del ciclo de cuatro tiempos, es

$$\textbf{(a)} \qquad N = (4 \text{ cil.}) \left(\frac{1 \text{ diagr.}}{2 \text{ rev.-cil.}}\right) (2\,000 \text{ rpm}) = 4\,000 \text{ diagr./min}$$

El desplazamiento volumétrico, por la ecuación (14-3), resulta

$$\textbf{(b)} \qquad \dot{V}_D = \frac{\pi D^2 L N}{4} = \frac{\pi D^3\, 4\,000}{4} = \pi 10^3 D^3 \text{ cfm}$$

estando la dimensión $D$ en pies. Para 33 000 pie·lb/min·hp, el trabajo por unidad de tiempo es $\dot{W}_B = (100 \text{ hp})(33\,000) = 33 \times 10^5$ pie·lb/min. Por la ecuación (8-6), la p.m.e. en lb/pie$^2$ es

$$\textbf{(c)} \qquad p_{mb} = (120)(144) = \frac{\dot{W}_B}{\dot{V}_D} = \frac{33 \times 10^5}{10^3\, \pi D^3}$$

$$\textbf{(d)} \qquad D^3 = \frac{33 \times 10^5 \times 1\,728}{10^3 \pi (120)(144)} = 105 \text{ plg}^3$$

donde 1 728 convierte $D^3$ a pulgadas cúbicas; por tanto, $D = 4.72$ plg. De modo que $D \times L = 4\frac{3}{4} \times 4\frac{3}{4}$ plg, tamaño nominal del motor.

(b) Para los datos que se indican, el consumo específico de calor es (0.55)(19 000) Btu/bhp·h, y

$$\textbf{(e)} \qquad e_b = \frac{2\,544}{m_{fb} q_l} = \frac{2\,544}{(0.55)(19\,000)} = 24.4\%$$

Como la energía cargada a los motores real e ideal es la misma, representada por $Q_A$, la eficiencia motriz es una relación de rendimientos térmicos.

**(f)**
$$\eta_i = \frac{W_I}{W} = \frac{W_I/Q_A}{W/Q_A} = \frac{e_i}{e}$$

**(g)**
$$e = 1 - \frac{1}{r_k^{(k-1)}} = 1 - \frac{1}{6.5^{0.32}} = 45.1\%$$

La eficiencia mecánica es $\eta_m = W_B/W_I$; por el mismo razonamiento que para $\eta_i$, se tiene que $\eta_m = e_b/e_i$ también; por lo tanto, $e_i = 24.4/0.80 = 30.5\%$. Luego entonces, $\eta_i = e_i/e = 30.5/45.1 = 67.6\%$.

## 16.7 EL CICLO DIESEL

El resultado final del trabajo llevado a cabo por Rudolf Diesel* fue un motor con ciclo de cuatro tiempos en el cual entra sólo aire al cilindro durante la carrera de admisión, y posteriormente se inyecta un combustible líquido; la inyección comienza teóricamente al final de la carrera de compresión, y continúa a una intensidad tal que la combustión se realiza a presión constante, 2-3, figura 16/6. El resto del ciclo es como en el de Otto, y el ciclo (cerrado) de estándar de aire es 1-2-3-4, figura 16/6. El ciclo de aire ideal abierto parecería el mismo, excepto que 0-1 es la admisión, y 1-0, el escape. La temperatura de compresión $T_2$ es lo suficientemente alta para que el combustible se encienda por sí solo; este tipo de motor se llama ***motor de ingnición por compresión*** (IC). La eficiencia térmica del ciclo Diesel cerrado equivalente, $e = W/Q_A = \oint dQ/Q_A$, donde $Q_A = h_3 - h_2$ y $Q_R = u_4 - u_1$, es

**(a)**
$$e = \frac{W}{Q_A} = 1 - \frac{u_4 - u_1}{h_3 - h_2} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)}$$

[PARA $k$ CONSTANTE]

Para poner la forma de temperatura de la ecuación **(a)** en una expresión más conveniente y reveladora, se eliminan las temperaturas expresando tres de ellas en términos de la cuarta, por ejemplo, en función de $T_1$. Según el proceso isentrópico 1-2, figura 16/6,

**(b)**
$$T_2 = T_1\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1} = T_1 r_k^{k-1}$$

A lo largo de la línea de igual presión 2-3, para el caso de masa constante de sustancias puras, la ley de Charles da $T_3/T_2 = V_3/V_2$. Sea $r_c \equiv V_3/V_2$, una relación denominada ***relación de cierre de admisión ("cutoff")*** entonces,

**(c)**
$$T_3 = T_2\left(\frac{V_3}{V_2}\right) = T_1 r_k^{k-1} r_c$$

* Rudolf Diesel (1858-1913) nació en París de padres alemanes, quienes posteriormente se mudaron a Londres a causa de la guerra franco-alemana (1870); educado en Alemania, obtuvo en 1893 una patente sobre el tipo de motor que ahora lleva su nombre. Luego de ciertos problemas para financiar el proyecto, construyó un motor que estalló a la primera inyección de combustible. Diesel estuvo a punto de morir. Tuvieron que pasar cuatro años de experimentación tediosa y cara antes de que produjera un motor con éxito. Desapareció inexplicablemente en 1913 mientras viajaba en un barco a través del Canal de la Mancha, durante una tormenta.

empleando la ecuación **(b)**. Escríbase la relación de $TV$ para el proceso isentrópico 3-4, y así,

**(d)** $$T_4 = T_3\left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{k-1} = T_3\left(\frac{r_c V_2}{V_1}\right)^{k-1} = T_1 r_k^{k-1} r_c \left(\frac{r_c V_2}{V_1}\right)^{k-1} = T_1 r_c^k$$

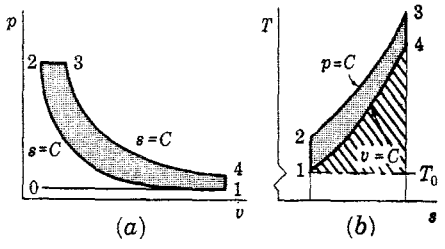



**Fig. 16/6.** *Ciclo de Diesel.* Entre los mismos límites de temperatura la curva de volumen constante en el plano $Ts$ tiene más pendiente que la curva de presión invariable (§7.5). No obstante, ambas curvas se inclinan más conforme aumenta la temperatura.

donde utilizamos la definición de $r_c$, $T_3$ de la ecuación **(c)**, y $V_4 = V_1$. Si se sustituyen valores anteriores de $T_2$, $T_3$ y $T_4$ en la ecuación **(a)** con $k = C$, obtenemos

(16-3) $$e = 1 - \frac{T_1 r_c^k - T_1}{k(T_1 r_k^{k-1} r_c - T_1 r_k^{k-1})} = 1 - \frac{1}{r_k^{k-1}}\left[\frac{r_c^k - 1}{k(r_c - 1)}\right]$$

[PARA $k$ CONSTANTE]

Esta expresión difiere de la eficiencia del ciclo Otto, ecuación (16-2), en el factor colocado entre corchetes, factor que constantemente es más grande que 1, porque $r_c$ siempre es mayor que 1. Se concluye que el ciclo de Otto es más eficiente para una relación de compresión particular $r_k$; pero, como en el ciclo de Diesel sólo se comprime aire, sin problemas por la detonación, su grado de compresión puede ser considerablemente superior, con el resultado final de que las eficiencias térmicas reales del motor IC (Diesel) posiblemente resulten mayores que las del motor IE (Otto) real. La compresión, el cierre de la admisión y las relaciones de expansión se vinculan como sigue (fig. 16/6):

(16-4) $$r_k = \frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{V_3}{V_2}\right)\left(\frac{V_1}{V_3}\right) = r_c r_e$$

La ecuación (16-3) demuestra que, conforme $r_c$ aumenta, el factor entre corchetes también lo hace, y la eficiencia disminuye, figura 16/7. Por lo tanto, menores relaciones de cierre de admisión de combustible conducen a eficiencias teóricas superiores, pero un valor mayor de las relaciones da por resultado potencias más elevadas. En el caso de un motor que funciona a determinada velocidad, la pérdida por fricción permanece relativamente constante, de manera que la eficiencia térmica *al freno* deja de mejorar hasta cierto punto conforme disminuye la relación de cierre de la admisión. Por otra parte, existe un límite a la cantidad de combustible que se puede inyectar sin que se produzca un "humeo" excesivo (por combustible no quemado). El máximo cierre práctico de la admisión de combustible es del orden de 10% de la carrera.

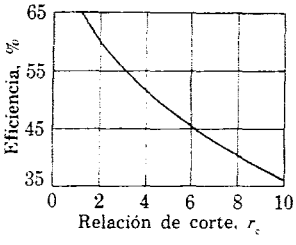



**Fig. 16/7.** *La eficiencia térmica Diesel en función de la relación de cierre de admisión; relación de compresión constante.*

Sea el patrón de comparación el ciclo ideal que tenga la misma relación de compresión $r_k$ que el motor real, el estado inicial como en la admisión en el motor, y con un "calor suministrado" igual a $r_{f/a}q_l$ en kcal/kg (aire), o bien, en Btu/lb (aire), con la entalpia, la energía interna y $q_l$ medidos a partir de un valor de referencia apropiado.

## 16.8 EL CICLO DIESEL ABIERTO IDEAL

El ciclo abierto ideal tiene un proceso de escape 1-0 y uno de admisión 0-1, y las únicas cantidades energéticas son los trabajos de transporte, que se cancelan entre sí. Los productos de la combustión no desechados que permanecen en 0 se mezclan con el aire aspirado en 0-1. Para 1 kg de reactivos en 1, hay $b$ kg de productos no expulsados y $(1 - b)$ kg de aire. Representemos por $u_{m1}$ la energía en el estado 1, donde existe mezcla de aire y productos no purgados; entonces, el trabajo de compresión es $|u_{m2} - u_{m1}|$. Apliquemos la primera ley al proceso 2-3 en la forma $E_{\text{almac.2}} + E_{\text{entr.}} = E_{\text{almac.3}} + E_{\text{sal.}}$. Según el valor de referencia 0°R,

**(a)** $$u_{m2} + (r_{f/m}h_{fx} + r_{f/m}q_{l0}) = (1 + r_{f/m})u_{p3} + p_3(1 + r_{f/m})v_{p3} - p_2v_{m2}$$

donde el combustible está en cierto estado $x$. Usando $h = u + pv$ y simplificando obtenemos

**(b)** $$h_{m2} + r_{f/m}h_{fx} + r_{f/m}q_{l0} = (1 + r_{f/m})h_{p3}$$

donde $h_p = \bar{h}_p/M_p$, etc.; las ecuaciones de balance de energía también se pueden expresar en valores molares. Este proceso se analiza con cierto detalle en el caso de un motor Diesel, en §13.20. La ecuación (13-7) proporciona un valor de la entalpia sensible $h_f$ del combustible. La ecuación **(b)** se puede simbolizar como $H_{r2} + r_{f/m}q_{l0} = H_{p3}$, donde $H$ representa la entalpia sensible total; $H_{r2} = h_{m2} + r_{f/m}h_{fx}$. El trabajo neto es entonces $\oint dW$, o bien,

**(c)**
$$\begin{aligned} W = \oint dW &= U_{p3} - U_{p4} + p_2(V_3 - V_2) - (U_{r2} - U_{r1}) \\ &= H_{p3} - H_{r2} + U_{r1} - U_{p4} \\ &= r_{f/m}q_{l0} + u_{r1} - (1 + r_{f/m})u_{p4} \end{aligned}$$

donde $H_{p3} - H_{r2} = r_{f/m}q_{l0}$, y el valor de referencia es a 0°R.

Si la ecuación **(b)** se aplica al estándar de aire ($r_{f/a}$ se omite en el caso de las entalpias sensibles), obtenemos

**(d)** $$r_{f/a}q_l = h_3 - h_2 \qquad \text{[ESTÁNDAR DE AIRE]}$$

La ecuación **(b)** de §13.27 demuestra que las diferencias entre los poderes caloríficos a distintas temperaturas dejan de tener significado cuando los reactivos y los productos se consideran como una misma sustancia; de esta manera, por conveniencia es aceptable el empleo del $q_l^\circ$ para el patrón de aire.

### 16.9 Ejemplo: Ciclo Diesel

El estado 1 en el caso de un motor Diesel es $p_1 = 14.4$ psia (1.014 kgf/cm$^2$) y $t_1 = 100$°F (38°C); $r_k = 13.5$; la relación aire-combustible en el cilindro es $r_{a/f} = 30$, que es aproximadamente "200% de aire", sección B 9; el combustible tiene un poder calorífico $q_{l0} = 19\,328$ Btu/lb (10 736 kcal/kg) a

0°R ó 0 K; el combustible líquido entra a 80°F (27°C). La masa molecular de los productos es $M_p = 28.84$. Omítase el efecto de los productos no purgados y calcúlese el trabajo y la eficiencia térmica. ¿A qué fracción de la carrera se produce el cierre de la admisión?

**Solución.** En el caso de aire únicamente en el proceso 1-2, figura 16/6, de la sección B 2 y a 560°R, obtenemos, $h_{a1} = 133.86$, $u_{a1} = 95.47$, $v_{r1} = 131.78$.

**(a)**
$$v_{r2} = \frac{v_{r1}}{r_k} = \frac{v_{r1}}{13.5} = \frac{131.78}{13.5} = 9.76$$

Se entra en la sección B 2 con este valor de $v_{r2}$ y se halla que $T_2 = 1\ 510$°R, $h_{a2} = 371.82$, $u_{a2} = 268.30$. De $r_{a/f} = 30$ se tiene $r_{f/a} = 1/30$. La entalpia sensible del combustible a $T_f = 540$°R respecto de la base a 0°R, ecuación (13-7), es

(13-7)
$$h_f = 0.5T - 287 = 270 - 287 = -17 \text{ Btu/lb}$$

Si empleamos la ecuación **(b)**, §16.8, resulta

**(b)**
$$h_{a2} + r_{f/a}h_f + r_{f/a}q_{l0} = (1 + r_{f/a})h_{p3}$$

$$371.82 + \frac{-17}{30} + \frac{19\ 328}{30} = \left(1 + \frac{1}{30}\right)\frac{\bar{h}_{p3}}{28.84}$$

de donde $\bar{h}_{p3} = 28\ 200$ Btu/lbmol de productos. Entrando a la sección B 9 con este valor de $\bar{h}_p$, obtenemos $T_3 = 3\ 461$°R, $\bar{u}_{p3} = 21\ 342.6$, $v_{r3} = 15.141$. La cantidad de disociación a este valor de $T_3$ sería pequeña. La relación de cierre de admisión es $r_c = V_3/V_2 \approx T_3/T_2 = 3\ 461/1\ 510 = 2.29$.* Empleando la ecuación (16-4) se obtiene $v_{r4}$;

**(c)**
$$r_e = \frac{r_k}{r_c} = \frac{13.5}{2.29} = 5.9 \qquad v_{r4} = r_e v_{r3} = (5.9)(15.141) = 89.33$$

Para este valor de $v_{r4}$, la sección B 9 da, al grado entero más próximo, $T_4 = 2\ 079$°R, $\bar{u}_{p4} = 11\ 734.1$ Btu/lbmol, y $u_{p4} = \bar{u}_{p4}/M_p = 11\ 734.1/28.84 = 406.9$ Btu/lb. Del balance de energía, o de la ecuación **(c)**, §16.8, obtenemos

**(d)**
$$W = r_{f/a}q_{l0} + u_{r1} - (1 + r_{f/a})u_{p4}$$
$$= \frac{19\ 328}{30} + 95.47 - \left(1 + \frac{1}{30}\right)(406.9) = 319.3 \text{ Btu/lb(aire) en 1}$$

donde $u_{r1} = u_{a1}$. La eficiencia térmica es

**(e)**
$$e = \frac{W}{r_{f/a}q_{l0}} = \frac{319.3}{19\ 328/30} = 49.6\%$$

Las mejores eficiencias térmicas al freno en los motores IC reales son superiores a 35%.

Como vimos en la figura 16/6, la fracción de carrera a la cual se produce el cierre de la admisión está dada por $(V_3 - V_2)/(V_1 - V_2)$, donde $V_1 - V_2 = V_D$. Utilizamos $V_3 = r_c V_2$ y $V_1 = r_k V_2$, a partir de lo cual

**(f)**
$$\text{Fracción de carrera para el cierre} = \frac{r_c V_2 - V_2}{r_k V_2 - V_2} = \frac{2.29 - 1}{13.5 - 1} = 0.103$$

* Para el caso de un proceso 2-3 con sustancia pura, esta ley del gas ideal sería muy aproximada. Considerando la reacción química y diferentes sustancias en 2 y 3, tenemos que $r_c = V_3/V_2 = (m_3R_3T_3/p_3)/(m_2R_2T_2/p_2)$, que resulta en $r_c = 2.38$. Se obtiene un valor aproximado aceptable con $r_c = (1 + r_{f/a})\, v_3/v_2 = (1 + r_{f/a})T_3/T_2 = 2.365$.

## 16.10 ANALISIS DE LA SEGUNDA LEY

Como mencionamos en el análisis del motor Otto, la forma ideal de obtener trabajo de una combustión es a través de una reacción reversible a temperatura constante. Pero el estudio más detallado debe incluir los cambios de presión y de temperatura. Un análisis de la segunda ley permite investigar los cambios de disponibilidad energética (o termodinámica) de cada proceso, y lo que resulta de la disponibilidad producida por el proceso real de combustión. Son de interés la disponibilidad restante en el agua de enfriamiento y en el escape, y la disipada en el "trabajo friccional" que va al resumidero. Otros planteamientos se pueden usar, pues el objetivo es saber dónde se producen las mayores irreversibilidades, con la esperanza de encontrar un medio para reducirlas.

## 16.11 CICLO DE COMBUSTION DUAL

Los diagramas de indicador reales, tanto de los motores de tipo Otto como los de Diesel, muestran una parte superior redondeada que sugiere que una cierta parte de combustión volumen constante, y otra a presión constante darían un ciclo ideal mucho más parecido al de la práctica. Esta observación llevó a la propuesta del llamado *ciclo de combustión dual* (conocido también como ciclo de presión limitada), indicado en los planos $pv$ y $Ts$, en la figura 16/8. No existe un acuerdo general respecto de cuándo deberá emplearse este ciclo como estándar o normal. Para el estándar de aire y calores específicos constantes, figura 16/8, tenemos

$$e = \frac{W}{Q_A} = \frac{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3) - c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)}$$

**(a)**
$$= 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)} = 1 - \frac{1}{r_k^{k-1}}\left[\frac{r_p r_c^{k-1} - 1}{r_p - 1 + r_p k(r_c - 1)}\right]$$

donde $r_p \equiv p_3/p_2$ es la relación de presión durante la parte de volumen constante de la combustión y otros símbolos como ya hemos definido ($r_c = V_4/V_3$).

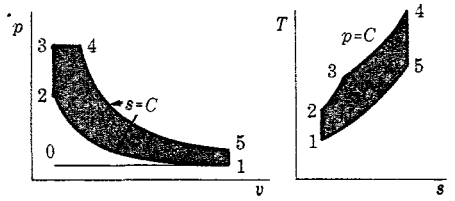



**Fig. 16/8.** *Ciclo de combustión dual.* (a) Plano $pV$ (b) Plano $TS$

## 16.12 VARIANTES EN LOS MOTORES REALES

Muchos motores de gasolina pequeños y una gran parte de los Diesel funcionan con base en un ***ciclo de dos tiempos.*** Como la carrera de escape en el motor real tiene el propósito de purgar o ***barrer*** de productos el cilindro, únicamente es necesario suministrar un medio especial para efectuar el barrido a fin de poder completar el ciclo en sólo dos tiempos (o sea, una revolución del eje). En tal ciclo el escape comienza anticipadamente, en algún punto *e*, figura 16/9, y el barrido se realiza por introducción forzada de aire (o aire y combustible) al cilindro. Para dar tiempo al barrido o para la introducción de mezclas combustibles, las válvulas suelen permanecer abiertas hasta que el pistón se haya desplazado

a la posición que corresponde a $b$, donde comienza la compresión. En el ciclo de dos tiempos se efectúa el doble de carreras de potencia para cierto número de revoluciones, que en un ciclo de cuatro tiempos, y el motor con ciclo de dos tiempos desarrolla sólo 70% a 90% más de potencia que un motor de cuatro tiempos de las mismas dimensiones $D \times L$, y no superior a 100% en igualdad de condiciones de funcionamiento. Básicamente lo anterior se debe a que la masa de mezcla combustible en el cilindro es menor en los motores de dos tiempos, lo que a su vez es afectado por un barrido de gases más deficiente. Otros factores que influyen en grado variable son una mayor pérdida por combustible no quemado, un consumo de potencia para la compresión del aire de barrido (comúnmente se tiene compresión por el cárter), y una más rápida caída de presión en $e$, figura 16/9.

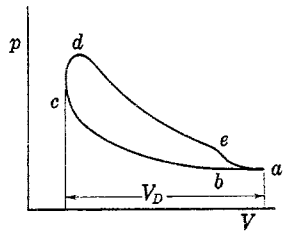



**Fig 16/9.** *Ciclo de dos tiempos.*

La diferencia de presión entre el escape y la admisión puede ser variada por una válvula estranguladora de mariposa (el llamado *acelerador*), que por lo general es el medio para regular la potencia de un motor IE, figura 16/10. Con sólo una pequeña apertura de la válvula, la presión de admisión en 7-1 es posible que alcance únicamente 5 psia; con un escape según 5-6 por encima de la presión atmosférica, lo anterior da por resultado un lazo de gran extensión $b$-6-7-1 descrito en sentido contrario al del reloj (trabajo negativo), y una menor carga de mezcla que significa que los puntos 2 y 3 se abaten mucho. Tales condiciones de funcionamiento pueden idealizarse como se indica, con expansiones y compresiones isentrópicas.

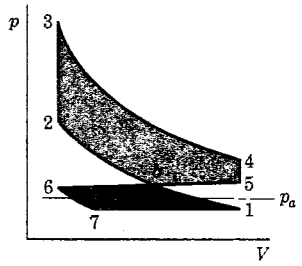



**Fig. 16/10.** *Ciclo de Otto con regulación (acelerador).* Para un automóvil de pasajeros, $p_5 \approx 0.25$ psig a 20 mph, $p_5 \approx 3$ psig a 70 mph. Con amplia apertura del acelerador a alta velocidad, $p_1$ es de 2 a 3 plg Hg de vacío.

La ***sobrealimentación*** (o "supercarga") que tiene por objeto introducir más aire (en los motores Diesel) o mayor cantidad de mezcla (en los motores Otto) en el cilindro, por lo común se emplea en los motores IC, en motores embolares de aviación (incrementado su potencia a grandes altitudes, donde se admite aire de baja densidad), y en algunos otros tipos de motor. La presión de escape en 5, figura 16/11, es idealmente la atmosférica, pero en realidad resulta algo más elevada. Si el sobrealimentador (o "supercargador"), que por lo general es un compresor o soplador impulsado por los gases de escape, es de flujo constante con $\Delta K = 0$, el trabajo de entrada ideal es $h_7 - h_a$, donde $h_a$ es la entalpia del aire que entra y $h_7$ corresponde a su estado en la salida. La sobrealimentación al cilindro está representada por 7-1.

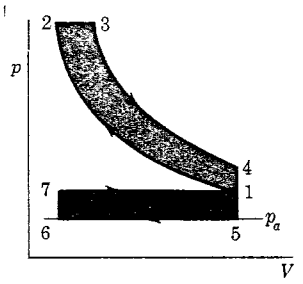



**Fig. 16/11.** *Ciclo Diesel ideal con sobrealimentación.* El punto 1 se muestra ligeramente desplazado para facilitar el seguimiento del ciclo; $V_1 = V_4$. Ejemplo del efecto de la sobrealimentación: un motor Diesel sin ella desarrolló 475 bhp con $p_{mb}$ = 80 psi; sobrealimentado, 880 bhp con $p_{mb}$ = 147 psi.

## 16.13 CONCLUSION

Existen aplicaciones económicas y ventajosas para todas las clases de máquinas productoras de trabajo. El motor de tipo IE (u Otto) es particularmente apropiado para bajas potencias (hasta algunos cientos de caballos); un factor que obliga a limitar su tamaño es una tendencia creciente a la detonación, porque el frente de flama tiene que efectuar un mayor recorrido en cámaras de combustión grandes. Los motores de tipo IC (o Diesel) sobrepasan en potencia a los de tipo IE, y queman un combustible más barato, con cierto mejoramiento en la eficiencia. La potencia (o capacidad) de los motores IC alcanza varios miles de caballos. Como comparación, la moderna planta de potencia de vapor para estación central desarrolla diversos cientos de miles de caballos en una sola turbina (fig. 9/17).

Si bien la termodinámica de un MCI ha alcanzado un alto desarrollo a lo largo de muchos años, la investigación tecnológica sigue aún. Se estudia actualmente el motor IE de rotación directa (Wankel) y otros.[16.7] Se realizan también estudios para el empleo de $H_2$ y $O_2$ líquidos como combustibles para MCI a bordo de astronaves o en dispositivos submarinos, con miras a utilizar esos combustibles en los MCI de uso comercial, a fin de eliminar ingredientes contaminantes que son arrojados por el escape.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**16.1** Un ciclo de Otto, con una relación de compresión de 7.5, funciona a partir de condiciones de admisión de 97.91 kPa abs., 29.4°C. Calcule la presión y la temperatura al final de la compresión **(a)** si el aire frío ($k$ = 1.4) es la sustancia de trabajo, **(b)** si se tiene aire caliente ($k$ = 1.32) como sustancia operante. Compare las respuestas. **(c)** Determine la eficiencia térmica ideal con base en las condiciones dadas en **(a)** y **(b)**.

*Resp.* **(a)** 1 644 kPa abs., 404°C; **(b)** 1 400 kPa abs., 303.3°C; **(c)** 55.35%, 47.5%.

**16.2** En el caso de un motor de tipo Otto ideal con 17% de espacio muerto y una presión inicial de 93.08 kPa abs., halle la presión al final de la compresión, empleando propiedades para estándar de aire de la sección B 1. Si la presión al final del calentamiento a volumen constante es 3 447.4 kPa abs., ¿cuál es la p.m.e. en kPa?

*Resp.* 1 385 kPa abs., 471 kPa.

**16.3** Trace un ciclo de Otto en los planos $pV$ y $Ts$ estando el punto 1 al principio del proceso de compresión isentrópica. Estos datos se aplican al ciclo con el estándar de aire: $p_1$ = 101.4 kPa abs., $T_1$ = 333.3 K, $V_1$ = 283 lit, $r_k$ = 5, $T_3$ = 2 000 K. Obtenga **(a)** $W$; **(b)** $p_2$, $V_2$, $T_2$; **(c)** $p_3$; **(d)** $p_4$, $T_4$; **(e)** $Q_A$; **(f)** $Q_R$; **(g)** $e$, **(h)** $c$, porcentaje o coeficiente de espacio muerto; **(i)** la parte de $Q_A$ que no está disponible ($T_0 = T_1$ = 333.3 K).

**16.4** Un motor de dos tiempos, del tipo Otto, de 23.5 × 23.5 cm desarrolla 29.85 kW a 200 rpm, mientras emplea gas natural con un poder calorífico inferior de 37 252 kJ/m$^3$ y una admisión a $p_1$ = 1 atm y $t_1$ = 15.6°C. El consumo específico de calor es 14.142 kJ/kW·h; la relación de compresión es 6 y la eficiencia mecánica vale 81%. Haga uso estándar de aire con $k$ = 1.33, y calcule las eficiencias térmicas indicada y efectiva (al freno), las eficiencias motrices y la p.m.e.

*Resp.* $e_1$ = 31.4%; $\eta_b$ = 57.1%, $p_{mb}$ = 878 kPa.

**16.5** Durante una prueba de 1.45 min de un motor de automóvil de 8 cilindros, de 7.785 × 8.731 cm, la máquina utilizó 454 g de combustible ($q_1$ = 43 734 kJ/kg) y desarrolló un momento de rotación (o "par") de 237.3 N·m con una eficiencia mecánica de 78%. El eje del motor giró a un total de 3 520 rpm. Calcule **(a)** $e_b$, $e_i$; **(b)** $\eta_b$, $\eta_i$ para una eficiencia del ciclo ideal $e$ = 53.3%, y **(c)** $p_{mI}$.

*Resp.* **(a)** $e_b$ = 26.4%, **(b)** $\eta_i$ = 63.6%, **(c)** 1 150 kPa.

**16.6** Un diseñador de motores desea emplear un tanque de combustible que contenga un suministro mínimo para 1 h de funcionamiento de un motor de gasolina del tipo de automóvil, de 6 cilindros de 9.21 × 8.89 cm, que a su máxima potencia desarrolla un par al freno de 267 N·m a 3 000 rpm. El motor ideal correspondiente muestra una eficiencia térmica de 56.5%; la eficiencia motriz al freno se espera que sea de 53%. Para el combustible, $q_l$ = 43 269 kJ/kg y su densidad relativa es 0.715. Calcule el menor tanque que resulte satisfactorio.

**16.7** El motor del auto Jaguar británico de 3.44 litros con ciclo de cuatro tiempos, posee seis cilindros en línea, de 8.306 × 10.592 cm, una relación de compresión de 8 y desarrolla 156.7 kW a 5 500 rpm. Para el ciclo ideal, las condiciones al principio de la compresión son 101.35 kPa abs., 54.4°C; a 5 500 rpm el par motor al freno es de 267 N·m y las eficiencias térmica y volumétrica son 30% y 78%, respectivamente. Las condiciones en la admisión a la máquina son 103.42 kPa abs. y 26.7°C. Obtenga **(a)** el porcentaje de espacio muerto, **(b)** $p$, $T$ al final de la compresión ideal, **(c)** $\eta_b$ usando $k$ = 1.4 **(d)** la masa de aire empleada, **(e)** el momento o par de rotación, **(f)** $p_{mb}$, **(g)** la potencia friccional si la eficiencia mecánica es $\eta_m$ = 71%, **(h)** $r_{a/f}$ con $q_l$ = 44 432 kJ/kg.

**16.8** El motor del auto Ford Comet tiene 6 cilindros en línea, de 8.89 × 6.35 cm, una relación de compresión de 8.7, un volumen total de desplazamiento (cilindrada) de 2 365 $cm^3$, y desarrolla 67.1 kW a 4 200 rpm. Mientras funciona a dicha velocidad de 4 200 rpm, se observa que la eficiencia térmica al freno es de 31%, la eficiencia volumétrica, de 72%, y la eficiencia mecánica vale 70%. Para el ciclo ideal, las condiciones al principio de la compresión (punto 1) son 101.35 kPa abs., 60°C. Para 4 200 rpm, calcule **(a)** el porcentaje de espacio muerto, **(b)** $p$, $T$ al final de la compresión ideal, $k$ = 1.4; **(c)** la eficiencia motriz al freno, **(d)** la masa de aire utilizada, en kg/min, **(e)** el par, **(f)** $p_{mi}$, **(g)** la potencia friccional, **(h)** $r_{a/f}$ donde $q_l$ = 44 548 kJ/kg de combustible.

**16.9** Un motor de tipo Otto quema 26.3 kg/h de combustible ($q_l$ = 44 199 kJ/kg) en 395 kg/h de aire, y desarrolla 157 kW. El aire y el combustible líquido entran a 43.3°C. Para los fines de este problema, emplee la entalpia de los productos como si fuera la del aire. Los gases de escape salen a 676.7°C; $\Delta K$ = 0. Trace el diagrama de energía y calcule **(a)** el calor cedido (en kJ/min) y **(b)** la eficiencia térmica.

**16.10** Un motor de ignición por chispa IE, de 6 cilindros, ciclo de cuatro tiempos y simple acción y con una relación de compresión de 9.5, se requiere que desarrolle 67.14 kW con un par de rotación de 194 N·m. En tales condiciones, la eficiencia mecánica es 78% y la p.m.e. al freno es 552 kPa. Para el ciclo ideal, $p_1$ = 101.35 kPa abs., $t_1$ = 35°C, y para el estándar de aire caliente $k$ = 1.32. Si $D/L$ = 1.1 el consumo específico de combustible es $m_{fi}$ = 0.353 kg/kW·h ($q_1$ = 43 967 kJ/kg), determine **(a)** el diámetro y la carrera, **(b)** la eficiencia térmica indicada, **(c)** la eficiencia motriz al freno, y **(d)** el porcentaje de espacio muerto.

*Resp.* **(a)** 10.11 × 9.19 cm, **(b)** 23.2%, **(c)** 34.4%. **(d)** 11.77%.

**16.11** La p.m.e. de un ciclo Diesel ideal es 758.4 kPa. Si $p_1$ = 93.1 kPa abs., $r_k$ = 12.5 y el valor global de $k$ es 1.34, halle $r_c$. *Resp.* 2.6.

**16.12** Para un ciclo Diesel ideal con un valor global de $k$ igual a 1.33, se tiene que $r_k$ = 15, $r_c$ = 2.1, $p_1$ = 97.9 kPa abs.; obtenga $p_2$ y $p_m$.

*Resp.* 3 596 kPa abs., 603 kPa.

**16.13** La alimentación en un motor Diesel consiste en 18.34 g de combustible (con un poder calorífico inferior de 42 571 kJ/kg) y 409 g de aire y productos de combustión. Al principio de la compresión, $t_1$ = 60°C. Sea $r_k$ = 14. Para un $c_p$ constante de 1.110 kJ/kg·K, ¿cuál deberá ser la relación de cierre de la admisión en el ciclo ideal correspondiente? *Resp.* $r_c$ = 2.96.

**16.14** A un motor Diesel ideal que funciona con 227 g de aire se le suministran 317 kJ/ciclo; $p_1$ = 97.91 kPa abs., $t_1$ = 48.9°C. Al final de la compresión, $p_2$ = 3 930 kPa abs. Suponga que el aire y los productos dentro del ciclo poseen las propiedades específicas del aire. Halle **(a)** $r_k$, **(b)** el porcentaje de espacio muerto, **(c)** $r_c$, **(d)** $W$, **(e)** $e$, **(f)** $p_m$.

**16.15** Un motor Diesel de 8 cilindros, ciclo de dos tiempos y 40.64 × 50.80 cm, desarrolla 1 063 kW a 267 rpm al usar 4.94 kg/min de un

combustible con poder calorífico inferior de 42 571 kJ/kg. La p.m.e. indicada es 562 kPa. Determine **(a)** $e_b$, **(b)** $e_i$, **(c)** $\eta_m$.

*Resp.* **(a)** 30.3%, **(b)** 4.% **(c)** 80.7%.

**16.16** Un ciclo de combustión dual ideal funciona con 454 g de aire. Al principio de la compresión, el aire está a 96.53 kPa abs., 43.3°C. Sea $r_p = 1.5\, r_c = 1.6$ y $r_k = 11$. Utilizando las propiedades del aire dadas en B 1, determine **(a)** el porcentaje de espacio muerto **(b)** la presión del volumen y la temperatura correspondiente a cada vértice del ciclo, **(c)** $Q_A$, $Q_R$ y $W$, **(d)** la eficiencia térmica, **(e)** p.m.e.

*Resp.* **(a)** 10% **(c)** $W$ = 277 kJ, **(d)** 58.5%, **(e)** 713 kPa.

**16.17.** El motor de ciclo Stirling se está estudiando como sustituto del motor ordinario de automóvil de ciclo abierto, con miras a reducir la contaminación del aire atmosférico. A continuación se presenta un análisis de este ciclo. Se hace pasar aire a través de este ciclo, que consiste de dos procesos isotérmicos y dos procesos isométricos regenerativos. Al principio de la expansión isotérmica (punto 1), $p_1$ = 724 kPa abs., $V_1$ = 56.6 lit, $t_1$ = 315.6°C. La relación de expansión isotérmica es $r_e = V_2/V_1 = 1.5$; la temperatura mínima del ciclo es $t_3$ = 26.7°C. Trace los diagramas $pV$ y $Ts$, y para el ciclo obtenga **(a)** $\Delta s$ para cada proceso isotérmico, **(b)** $Q_A$, **(c)** $Q_R$, **(d)** $W$, **(e)** $e$, **(f)** $p_m$.

*Resp.* **(a)** 0.0282 kJ/K, **(b)** 16.62 kJ, **(c)** −8.45 kJ, **(d)** 8.17 kJ, **(e)** 49.15%, **(f)** 288 kPa.

## UNIDADES TECNICAS

**16.18** Un motor de ciclo Otto ideal con 15% de espacio muerto funciona con 0.5 lb/seg de aire; el estado en la admisión es de 14.4 psia, 100°F. La energía liberada durante la combustión es 525 Btu/seg. Empleando los valores de las tablas de aire, calcule **(a)** $r_k$, **(b)** $V_D$, **(c)** $p$ y $t$ para cada vértice, **(d)** $e$, **(e)** el porcentaje de energía disponible utilizado para una temperatura de resumidero de 100°F.

*Resp.* **(a)** 7.67, **(b)** 6.26 pie$^3$/seg, **(c)** 243 psia, 773°F, 1 161 psia , 5 434°F, 83.6 psia, 2 795°F; **(d)** 47.9%, **(e)** 58.7%.

**16.19** La relación combustible-aire para un motor de Otto ideal con 12% de espacio muerto es $r_{f/a}$ = 0.06 kg (comb.)/kg (aire) y el poder calorífico inferior es $q_l$ = 10 440 kcal/kg (comb). el motor funciona con 13 kg/min de aire, inicialmente a 0.98 kgf/cm$^2$ abs., 43°C. Usando la tabla de aire (estándar de aire) y despreciando el efecto diluyente de la masa de combustible, determine: **(a)** $V_D$, **(b)** $p$ y $T$ para cada vértice del ciclo.

**16.20** Un ciclo Otto estándar de aire equivalente, cede calor en un proceso isométrico sin flujo, desde $T_4$ = 2 100°R y 54 psia, hasta $T_1$ = 560°R y 14.4 psia. El trabajo del ciclo es 340 Btu/lb. Los alrededores están a 14.4 psia y 60°F. **(a)** Si el calor fuese cedido reversiblemente, ¿qué trabajo se realizaría? ¿Qué porcentaje del trabajo es éste? Determine **(b)** la irreversibilidad del proceso 4-1, y **(c)** la parte no disponible del calor (conforme sale del sistema).

*Resp.* [Sección B 2] **(a)** 165.4, **(c)** 127.7 Btu/lb.

**16.21** El motor enfriado por aire y montaje trasero de los autos Chevrolet Corvair tenía 6 cilindros, horizontalmente opuestos, de 3.375 × 2.60 plg. una relación de compresión de 8 y desarrollaba 80 bhp a 4 400 rpm. Al funcionar a esta velocidad se observó que la eficiencia térmica de salida era de 26%, la volumétrica, de 74%, y la mecánica, de 71%. Si se considera el ciclo ideal, las condiciones al inicio de la compresión son 14.7 psia, 140°F. Para 4 400 rpm calcule **(a)** el porcentaje de espacio muerto, **(b)** $p$, $T$ al final de la compresión con $k$ = 1.4, **(c)** eficiencia motriz al freno $\eta_b$, para $k$ = 1.4; **(d)** la cantidad de aire aspirado en lb/min; **(e)** el par, **(f)** $p_{mi}$, **(g)** la potencia friccional; **(h)** $r_{a/f}$ con $q_l$ = 19 100 Btu/lb de combustible.

**16.22** Los siguientes datos se aplican a un motor IE (de ignición por chispa) que realiza 12 000 cpm: $e_b$ = 31%, $r_{a/f}$ = 15.2, $m_f$ = 0.00015 lb/ciclo, con $q_l$ = 18 800 Btu/lb; la temperatura de entrada de aire-combustible es de 100°F; la temperatura de escape es de 1 260°F, y $\Delta K = 0$. Trace el diagrama de energía, emplee la sección B 2 y determine **(a)** $W_B$, **(b)** el flujo de aire, **(c)** $Q$, suponiendo que todas las pérdidas de energía salen del sistema como calor tarde o temprano.

*Resp.* **(a)** 247.5 hp, **(b)** 1 640 lb/h, **(c)** 14 780 Btu/min.

**16.23** Se necesita que un motor vertical, de cuatro cilindros y ciclo de cuatro tiempos, de gas y simple acción, desarrolle 180 bhp a 275 rpm. El valor probable de p.m.e. el freno la de 58 psi. **(a)** Sea $L/D$ = 1.25, y halle el diámetro y la carrera. **(b)** La presión de admisión es de 14.4 psia, y $r_k$ vale 5.75. Si el valor global de $k$ es 1.32, y la presión al final del proceso de combustión es 460 psia, calcule $e_b$ y $\eta_b$. **(c)** Si el combustible es gas natural con un poder calorífico inferior de 908 Btu/pie$^3$, ¿cuál será el consumo de combustible en pie$^3$/h?

*Resp.* **(a)** 13.16 × 16.44 plg, **(b)** $\eta_b$ = 65.3%, **(c)** 1 803 pie$^3$/h.

**16.24** Un motor Diesel ideal funciona con 1

pie$^3$ (medido en el estado 1) de aire. Sea $p_1 = 14.4$ psia, $t_1 = 140°F$, $r_k = 14$, y sea el cierre de admisión a 6.2% de la carrera. Trace los diagramas $pV$ y $TS$, utilice la tabla de aire y calcule **(a)** $t_2$, $p_2$, $V_2$, $t_3$, $V_3$, $p_4$ y $t_4$; **(b)** $Q_A$ y $Q_R$, **(c)** $W$ y $e$, **(d)** $p_m$.

*Resp.* **(a)** $t_2 = 1\,167.2°F$, $p_2 = 550$ psia, $t_3 = 2\,478°F$, $p_4 = 36.4$ psia, $t_4 = 1\,049°F$; **(b)** $Q_A = 24$ Btu; **(c)** 13.2 Btu, **(d)** 76.8 psi.

**16.25** A un motor Diesel ideal de un solo cilindro y ciclo de dos tiempos, se le suministran 6.8 kcal/ciclo al funcionar a 280 rpm. Al principio de la compresión, $p_1 = 1.033$ kgf/cm$^2$ abs., $t_1 = 32°C$, y $V_1 = 0.042$ m$^3$. Al final de la compresión $p_2 = 35.2$ kgf/cm$^2$ abs. Para el caso del estándar de aire (sección B 2) calcule **(a)** $p$, $V$ y $T$ para cada vértice del ciclo; **(b)** $W$ y $p_m$; **(c)** los hp y $e$.

**16.26** Un motor Diesel que emplea 29.90 kg (aire)/kg (comb.) (200% de aire, B 9) da los siguientes valores de funcionamiento: trabajo indicado, $W_I = 4\,055$ kcal/kg (comb.); trabajo efectivo (al freno), $W_B = 3\,055$ kcal/kg (comb.); temperaturas del agua de enfriamiento, 30°C a la entrada y 60°C a la salida; el flujo de agua es 80 kg (agua)/kg (comb.). Para el punto 1, $p_1 = 1$ kgf/cm$^2$ abs., $t_1 = 71°C$, $r_k = 15$; temperatura del resumidero, $t_0 = 100°F = 38°C$; temperatura de los gases de escape, $t_g = 700°F = 370°C$; masa molecular del gas de escape, $M_p = 28.90$; $q_l = 18\,550$ kcal/kg (comb.). Utilice las secciones B 2 y B 9 donde sea pertinente, e investigue los cambios principales en energía disponible.

**16.27** Al principio de la compresión en un ciclo de combustión dual ideal, el fluido operante es 1 lb de aire a 14.1 psia y 80°F. La relación de compresión vale 9, la presión al final de la adición de calor a volumen constante es 470 psia, y se agregan 100 Btu durante la expansión a presión constante. Haciendo uso de la sección B 2, calcule **(a)** $r_p$, **(b)** $r_c$, **(c)** el porcentaje de espacio muerto, **(d)** la eficiencia térmica, y **(e)** p.m.e.

*Resp.* **(a)** 1.58, **(b)** 1 187, **(c)** 12.5%, **(d)** 54.4% **(e)** 57.4 psia.

**16.28** Se continúa el estudio del motor Stirling del problema **16.17**. Los datos del funcionamiento a carga total, tomados de las pruebas en carretera realizadas en un motor Stirling de 6 cilindros del tipo de automóvil son: tamaño del cilindro, 3.47 × 2.37 plg; potencia indicada, 240 hp; velocidad, 2 500 rpm; eficiencia mecánica, 75%; $p_{mb}$, 317 psi; consumo específico de combustible al freno, 0.418 lb/bhp·h; $q_l = 18\,200$ Btu/lb de combustible. Cuando se prueban los motores de automóvil comparables, de ciclo abierto, se obtienen los siguientes datos: tipo Otto de gasolina (242 bhp, 4 600 rpm, 0.468 lb/bhp·h, $q_l = 18\,900$ Btu/lb de combustible, 0.65 bhp/plg$^3$ de cilindrada; tipo Diesel (181 bhp, 2 100 rpm, 0.41 lb/bhp·h, $q_l = 18\,200$ Btu/lb de combustible, 0.49 bhp/plg$^3$ de cilindrada). Analice el funcionamiento del motor Stirling y compárelo con el de los otros dos motores, allá donde proceda.

# 17

# CICLOS INVERSOS

## 17.1 INTRODUCCION

El sistema de *ciclo inverso* es aquel que absorbe calor de un cuerpo frío (relativamente) para cederlo a otro más caliente, sin violar la segunda ley, pero por virtud de un trabajo de entrada. Además de su bien conocido empleo en la preservación de alimentos, en la producción de hielo y en los sistemas de aire acondicionado que nos alivian del calor durante el verano, el ciclo inverso frigorífico o de refrigeración tiene muchas otras aplicaciones industriales, como en la elaboración del "caucho frío" (para mejorar su resistencia al desgaste), en los procesos de refinación del petróleo, en el tratamiento térmico del acero, en la fabricación de productos químicos y en la licuefacción de gases que se utilizan cada vez más para fines industriales y energéticos. Existen tantas aplicaciones y tanto trabajo desarrollado a muy bajas temperaturas, que esa área de la ciencia ha recibido el nombre específico de ***criogenia***. El sistema de ciclo inverso calorífico se emplea para la calefacción de edificios o recintos, y en esta aplicación se conoce comúnmente como *bomba térmica*. En sentido técnico, *bomba térmica* es el nombre general para todos los sistemas de ciclo inverso. De los ciclos inversos que se analizan en este capítulo, el de Carnot es el único reversible (§8.13).

## 17.2 CICLO INVERSO DE CARNOT

Por principio, como el ciclo de Carnot es muy revelador y además reversible (el más eficiente), debemos repasar la sección 8.14. Si el ciclo se utiliza para refrigeración, figura 17/1(a), el refrigerante es comprimido de modo isentrópico *ab*, desde una temperatura baja $T_1$ hasta una temperatura $T_2$, por ejemplo, ligeramente sobre la de algún sumidero natural disponible, $T_0$. Luego, el refrigerante cede calor a cierta temperatura constante $T_2$ a lo largo de *bc*. En cierto estado *c*, una expansión isentrópica *cd* baja la temperatura hasta $T_1$, que es menor que la temperatura $T_r$ del compartimiento o recinto refrigerado o del cuerpo que va a ser enfriado, de manera que en ese momento pueda fluir calor del recinto al refrigerante, enfriándose este último. El refrigerante recibe calor según la trayectoria *da*, y desde ahí se repite el ciclo.

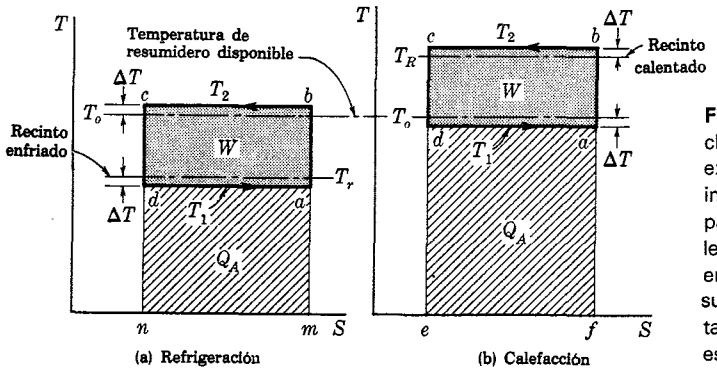



**Fig. 17/1.** *Ciclos inversos.* Estos ciclos se aproximan a la reversibilidad externa a medida que $\Delta T \to 0$. Si una instalación de ciclo inverso se utiliza para refrigeración en verano y para calefacción en invierno, como se indica en la figura 17/2, la temperatura del sumidero $T_0$ es más baja para calentamiento que para enfriamiento, lo cual es una característica desfavorable.

Si el ciclo inverso se emplea para calefacción, figura 17/1(b), la secuencia de funcionamiento es la misma que antes, y la diferencia, en lo que respecta al sistema, radica en las temperaturas. En el caso de calentamiento, la temperatura $T_2$ debe ser superior a la $T_R$ del recinto que se va a calentar, de manera que el calor pueda fluir del refrigerante (o mejor dicho, *calorífero*) al recinto. Además, la fuente de calor ahora está constituida por el depósito térmico natural disponible (el aire atmosférico, el agua de un pozo, un lago, etc.), que esencialmente es el sumidero en el ciclo directo. En ambos casos, el trabajo está representado (en unidades térmicas) por

**(a)** $$W = (T_2 - T_1)\Delta S$$

una cantidad positiva, donde $\Delta S = S_a - S_d = S_d - S_c$. Aun cuando el trabajo realizado *sobre* un sistema es convencionalmente negativo, en ingeniería es conveniente hacer caso omiso de esto en los casos del trabajo de un ciclo inverso, puesto que el signo sólo indica el sentido del flujo de energía. El rendimiento o resultado útil del ciclo frigorífico es la refrigeración, que consiste en calor agregado al sistema desde el recinto o compartimiento frío, cantidad representada por el área *ndam*, figura 17/1(a):

**(b)** $$Q_A = T_1(S_a - S_d) = T_1\ \Delta S$$

El resultado útil del ciclo calorífico de tipo inverso es el calor que se entrega al espacio que se desea calentar, que equivale a energía cedida por el sistema, área *ecbf*, figura 17/1(b),

**(c)** $$Q_R = T_2(S_b - S_c) = T_2|\Delta S|$$

un número positivo. Los coeficientes de funcionamiento u operación [representados por c.d.o., o bien, COP (del inglés, *coefficient of performance*)], §8.14, son

(17-1) $$\gamma_r \equiv \frac{\text{Refrigeración}}{\text{Trabajo}} = \frac{Q_A}{W} \quad \text{y} \quad \gamma_h \equiv \frac{\text{Efecto calorífico}}{\text{Trabajo}} = \frac{Q_R}{W}$$

[ENFRIAMIENTO] [CALENTAMIENTO]

en términos generales. En el caso del ciclo de Carnot, a partir de **(a)**, **(b)** y **(c)**,

**(d)** $$\gamma_r = \frac{Q_A}{W} = \frac{T_1}{T_2 - T_1} \quad \text{y} \quad \gamma_h = \frac{Q_R}{W} = \frac{T_2}{T_2 - T_1} \qquad \text{[CARNOT]}$$

[ENFRIAMIENTO] [CALENTAMIENTO]

Estos valores del c.d.o. son los más altos posibles para todos los ciclos que funcionan entre las temperaturas $T_1$ y $T_2$. Los ciclos *ideales* irreversibles tendrán un COP menor.

Al considerar un proceso de refrigeración hay que examinar brevemente el efecto que se va a realizar, a saber, extraer calor de cierta sustancia, e investigar numéricamente el trabajo mínimo que se requiere. Si la sustancia se encuentra inicialmente a una temperatura superior a la del medio circundante o sumidero, es natural que sea enfriada por este último hasta la temperatura $T_0$ (en forma ideal). Sea $e$-1, el proceso de enfriamiento para la sustancia, figura 17/2. Para enfriar en forma reversible, empleamos un número infinito de máquinas también reversibles, una de las cuales tiene el ciclo *abcd*. Esta máquina de Carnot extrae un calor $dQ_A = T\,ds$ (calor cedido por la sustancia) y cede un calor $T_0\,ds$ al sumidero. El trabajo de la máquina de Carnot es $dW = dQ_R - dQ_A = T_0\,ds - dQ_A$, donde todas las cantidades incluso el trabajo son positivas. Al integrar obtenemos ($Q = Q_A$ para la máquina)

**(e)** $$W_{\text{rev}} = T_0(s_e - s_1) - |Q|$$

un número positivo, donde $|Q|$ es el calor que debe ser retirado (interiormente reversible) por unidad de masa de la sustancia que está siendo enfriada, representado por el área $e$-1-$rk$, figura 17.2. Como dicho trabajo es reversible, se trata del mínimo concebible, representado por el área $e$-1-$f$.

Si el enfriamiento es un proceso de flujo constante con $\Delta K = 0$ y hay cambio de calor únicamente con los alrededores, el trabajo numéricamente mínimo es $-\Delta\mathscr{H}$; según la ecuación (5-8) en el caso del proceso $e$-1,

**(f)** $$W_{\text{mín}} = -\Delta\mathscr{H}_f = -[h_1 - h_e - T_0(s_1 - s_e)]$$

la cual, por ser algebraicamente congruente, da un número negativo. El calor retirado de la sustancia es $|Q| = h_e - h_1$ para este funcionamiento a flujo constante; y la ecuación **(f)** concuerda con la **(e)** excepto por el signo. A menudo conviene observar todo el proceso, considerando los medios de reducción de las irreversibilidades.

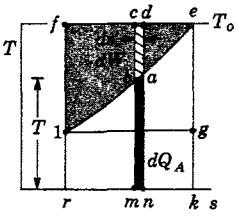



**Fig. 17/2.** *Trabajo reversible para enfriar una sustancia.* Obsérvese que si una sola máquina Carnot tuviera que efectuar el enfriamiento $e$-1, su ciclo tendría que ser 1-*gef*, con transferencia irreversible de calor a la máquina según 1-$g$ en todo sitio excepto en 1, $dQ_A$ = *abmn*; $dQ_R$ = mcdn; $dQ_A$ en el caso de la máquina es calor cedido por la sustancia que se enfría.

## 17.3 CONCLUSIONES DEL CICLO DE CARNOT

Es obvio que sea mínimo el trabajo $W$ para activar el ciclo, puesto que tiene que ser producido y cuesta hacerlo. Con esto en mente, llegamos a ciertas conclusiones importantes

de validez general derivadas del ciclo de Carnot. Las ideas básicas que presentamos a continuación se pueden extender fácilmente a los ciclos inversos que funcionan en los intervalos de temperatura criogénicos.

1. El trabajo se reducirá conforme disminuya la temperatura $T_2$. (a) En un ciclo de refrigeración, figura 17/1(a), la temperatura más baja, $T_0$, que se puede obtener mediante un enfriador natural, como la atmósfera o un lago, resulta la más económica. Existe así un límite inferior natural para $T_2$ establecido por $T_0$. En la práctica, $T_2$ es aproximadamente 3°C a 10°C (5°F a 20°F) mayor que $T_0$. (b) En el ciclo de calentamiento, figura 17/1(b), $T_2$ debe ser de 5°C a 11°C (10°F a 20°F) o más, superior a la temperatura del ambiente. De esta manera, si se desea mantener una habitación a 20°C, el fluido operante debe estar, por ejemplo, a 30°C o más. Podrían emplearse diferencias de temperatura menores que las mencionadas, pero a medida que disminuyen éstas, aumenta el área de la superficie necesaria en el cambiador de calor a fin de mantener el mismo flujo de calor, incrementando así el costo del intercambiador térmico. En la práctica, se trata de la obtención de un equilibrio económico.
2. El trabajo se reducirá conforme la temperatura $T_1$ se eleve. (a) En un ciclo de refrigeración, figura 17/1(a), llevar a cabo la refrigeración deseada, *a una temperatura lo más alta posible*, proporciona un ahorro de trabajo. Para congelar el agua, temperaturas por debajo de 0°C (32°F) resultan esenciales; pero para enfriar el aire de un acondicionamiento ambiental conviene utilizar temperaturas mucho más altas. (b) En un ciclo de calentamiento, figura 17/1(b), la temperatura $T_1$ debe encontrarse por abajo de alguna temperatura disponible en forma natural. La presencia de manantiales de aguas termales es muy útil. Los pozos profundos o el propio suelo pueden ser fuentes naturales de calor, con temperaturas más elevadas que las atmosféricas durante el invierno. En una ubicación geográfica determinada se tendería a emplear para producir enfriamiento, el sumidero más frío disponible, y el sumidero más caliente para el caso de calentamiento.
3. Para límites de temperatura particulares, los cambios de calor deben tener lugar a una temperatura constante para el uso más efectivo del trabajo. En el caso de los refrigerantes gaseosos (vapores), §17.6, el fluido se hallará a una temperatura constante durante gran parte del proceso de transferencia de calor; pero esto no se cumple cuando el refrigerante es un gas que no se condensa.

El ciclo inverso posibilita la utilización del trabajo para producir calentamiento (o calefacción) sin ser demasiado derrochadores de la energía disponible. Para un trabajo eléctrico

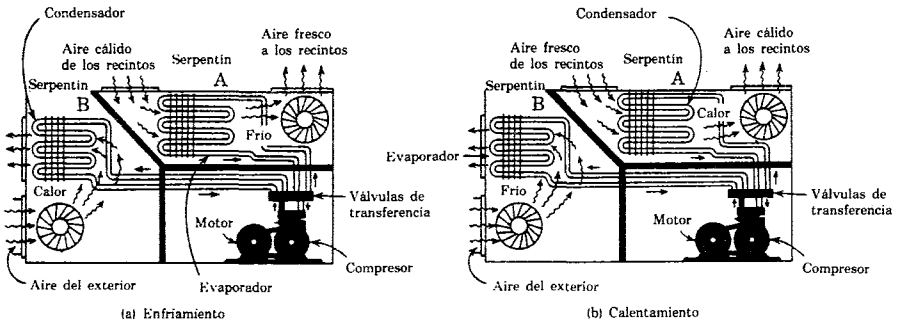



**Fig. 17/3.** *Bomba térmica.* Como sistema de refrigeración, el serpentín exterior *B* funciona como condensador, recibiendo el refrigerante del compresor y suministrando calor al exterior; el serpentín *A* es el evaporador y enfría el aire que fluye sobre él. Como sistema de calefacción, *A* es el condensador del cual fluye calor al aire que calienta el recinto; y *B* es el evaporador que absorbe calor del exterior.

de entrada de 10 kW·h y un c.d.o. de 3, el calor obtenido sería de 30 kW·h, mientras que los kilowatt-horas suministrados a un calentador eléctrico de resistencia, darían 10 kW·h de calor. En la figura 17/3 se muestra un esquema de una bomba térmica empleada para calentamiento o enfriamiento.

## 17.4 UNIDADES DE CAPACIDAD FRIGORIFICA

La definición histórica de la unidad usual de capacidad frigorífica es: la cantidad de calor que debe extraerse para congelar una tonelada (inglesa) de agua a 0°C (32°F) y convertirla en hielo a 0°C (a 1 atm) en 1 día. Como la entalpia de solidificación del agua es de aproximadamente 144 Btu/lb (80 kcal/kg), se tiene que (144)(2 000) = 288 000 Btu/día. Esta intensidad constante de efecto frigorífico recibe el nombre de *tonelada de refrigeración* (TR). Para el caso de otras unidades de tiempo más convenientes que 1 día, tenemos

**(a)** $\dfrac{288\,000}{24} = 12\,000$ Btu/h, o bien, $\dfrac{12\,000}{60} = 200$ Btu/min o bien 211 kJ/min

En unidades métricas equivalentes se tiene:

| | |
|---|---|
| 1 Ton ≈ 50 kcal/min* | 1 Ton = 211 kJ/min |
| ≈ 3 000 kcal/h | = 12 660 kJ/h |
| ≈ 72 000 kcal/día | = 303.84 MJ/día |

es decir, una planta de 10 Tons. es capaz de refrigerar a razón de (10)(200) = 2 000 Btu/min (o sea, 500 kcal/min) en los estados de funcionamiento definidos.

Un método para expresar la eficacia real de un sistema de refrigeración (§17.6) consiste en indicar los caballos de potencia empleados por tonelada de refrigeración. Sea una capacidad frigorífica de $N$ Ton, es decir, $200N$ Btu/min. Sea $P$ la potencia en hp requerida para dichas $N$ toneladas de refrigeración; entonces el trabajo correspondiente es $42.4P$ (Btu/min), y el coeficiente de operación (c.d.o., o bien, COP) es

**(b)** $$\text{COP} = \gamma = \frac{\text{Refrigeración}}{\text{Trabajo}} = \frac{200N}{42.4P}$$

(17-2) $$\frac{P}{N} = \frac{200}{42.4\gamma} = \frac{4.72}{\gamma}$$

que son los caballos por tonelada de refrigeración (hp/Ton), expresión que sirve para los ciclos reales y los ideales.

### 17.5 Ejemplo: Refrigerador de Carnot

Se necesitan 1.2 kJ/s·Ton para un refrigerador del tipo de Carnot que ha de mantener una región de baja temperatura a 250 °K. Si el sistema frigorífico está produciendo 4 toneladas de refrigeración, calcular (a) la potencia requerida en hp, (b) $T_2$, (c) c.d.o. (o COP), $\gamma_r$; (d) el calor cedido, en Btu/min; (e) $\gamma_h$.

* Para mayor claridad, en la nomenclatura técnica métrica se llama *frigoría* (frig) a la kilocaloría de energía térmica extraída con fines de refrigeración. De modo que se tiene entonces: 1 Ton ≈ 50 frig/min ≈ 3 000 frig/h ≈ 72 kilofrigorías/día. (N. del R.)

**Solución.** Ver en la figura 17/1(a) el diagrama *Ts* adecuado. La potencia para 4 Tons. es

**(a)**
$$P = (1.2)(4) = 4.8 \text{ kJ/seg}$$

$$= \left(\frac{4.8 \text{ kJ}}{\text{s}}\right)\left(\frac{1 \text{ kW·seg}}{\text{kJ}}\right)\left(\frac{\text{hp}}{0.746 \text{ kW}}\right) = 6.43 \text{ hp}$$

Para la temperatura alta $T_2$,

**(b)**
$$\Delta S_{da} = \frac{Q_A}{T_1} - \frac{P}{T_2 - T_1}$$

o bien,

$$\frac{T_2 - T_1}{T_1} = \frac{P}{Q_A} = \left(\frac{6.43 \text{ hp}}{4 \text{ Ton}}\right)\left(\frac{\text{min·Ton}}{200 \text{ Btu}}\right)\left(\frac{42.4 \text{ Btu}}{\text{hp·min}}\right) = 0.341$$

$$T_2 = 0.341T_1 + T_1 = (1.341)(250) = 335 \text{ K}$$

**(c)**
$$\text{COP} = \gamma_r = \frac{Q_A}{P} = \frac{T_1}{T_2 - T_1} = \frac{250}{335 - 250} = 2.94$$

El calor cedido que podría emplearse para calentamiento por ciclo inverso resulta ser

**(d)**
$$Q_R = Q_A + P$$

$$= (4)(200) + (6.43)(42.4) = 1\,073 \text{ Btu/min}$$

**(e)**
$$\text{COP} = \gamma_h = \frac{Q_R}{P} = \frac{Q_A + P}{P} = \gamma_r + 1 = 3.94$$

## 17.6 REFRIGERACION POR COMPRESION DE VAPOR

El modo más común de obtener refrigeración es por el *sistema de compresión de vapor*, representado en forma esquemática en la figura 17/4. Ver también las figuras 17/14 y 17/15. En el caso ideal, todo el flujo es sin fricción, salvo el que pasa por la válvula de expansión, y todos los procesos, excepto los del condensador y el evaporador (recinto frío) son adiabáticos. La figura 17/5 muestra el ciclo de vapor inverso idealizado, 1-2-3-4, en el plano *Ts*, con números correspondientes a los de la figura 17/4. Partiendo del estado 1, el refrigerante en forma de vapor entra al compresor, que puede ser una máquina rotativa o una de movimiento alternativo; se prefiere el estado 1 en la curva de vapor saturado, pero igualmente resultará cualquier otro en el funcionamiento real. La presión $p_2$ debe ser tal que la correspondiente temperatura de saturación se encuentra por encima de la temperatura del sumidero disponible (en general, por encima de la temperatura del cuerpo al cual debe cederse el calor). El condensador generalmente subenfría el líquido en una pequeña cantidad, por ejemplo, de *f* a 3, figura 17/5. En el estado 3, conforme sale del condensador, el líquido entra a una ***válvula de expansión*** o ***expansor***, que es una válvula de estrangulación que separa la región de alta presión de la de baja presión.

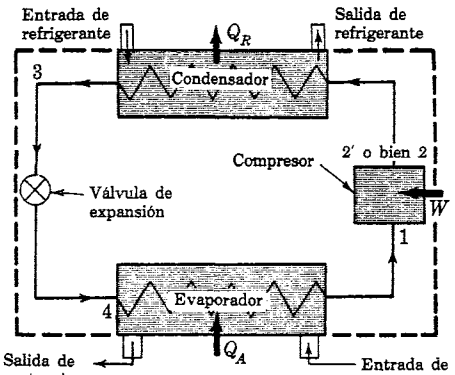
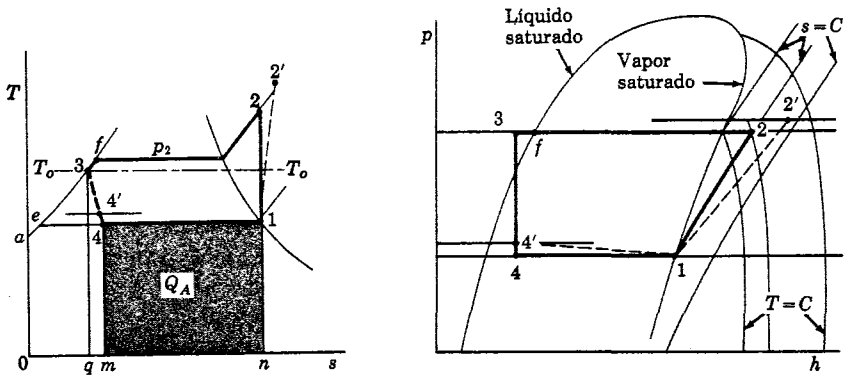



**Fig. 17/4.** *Sistema de refrigeración por compresión de vapor.*

En 4 (o bien, en 4′), la mezcla con alto contenido de líquido entra al evaporador y absorbe calor $Q_A$ de los alrededores efectuando la refrigeración, proceso 4-1 (o bien, 4′-1).




(a) Diagrama *Ts* (b) Diagrama *ph*

**Fig. 17/5.** *Ciclos de refrigeración, ideal y real.* Las propiedades de los refrigerantes y otras sustancias suelen representarse en diagramas presión-entalpia (*ph*); ver sección B 31. Debido a la fricción en el movimiento de fluido, ocurren pequeñas caídas de presión entre los estados reales 2′, 4′ y los estados 3, 1, respectivamente, que son tanto reales como ideales. El estado 3 es uno de líquido comprimido (§3.11); sólo rara vez necesita tenerse en cuenta el subenfriamiento.

El diagrama de energía de la figura 17/4 muestra que $Q_A - |Q_R| = W$, como es costumbre. Si el sistema funciona en flujo constante, con $\Delta K = 0$ y $W = 0$ en el condensador y en el evaporador, entonces $Q = \Delta h$ (§7.5). En el caso ideal, ya sea para una presión constante, como en la figura 17/5, o bien, para flujo constante ($h_3 = h_4$ durante la expansión isentálpica),

**(a)** $$Q_A = h_1 - h_4 = h_1 - h_3$$ [REFRIGERACION]

**(b)** $$|Q_R| = h_2 - h_3$$

**(c)** $$W = |Q_R| - Q_A = h_2 - h_3 - (h_1 - h_3) = h_2 - h_1$$

**(d)** $$\text{COP} = \gamma = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{h_1 - h_3}{h_2 - h_1}$$

donde el trabajo se expresa como un número positivo. Observemos que $h_2 - h_1$ es la diferencia de las entalpias en los extremos de la compresión isentrópica ($s_1 = s_2$). El área $m$-4-1-$n$ representa la refrigeración y el área $n$-2-$f$-3-$q$, el calor cedido en el condensador.

Como en el proceso de compresión real es irreversible hasta cierto estado final 2′, figura 17/5 (la entropía final en 2′ siempre es mayor de lo que sería en el caso del proceso reversible correspondiente), tenemos, para $\Delta K = 0$,

**(e)** $$W' = h_{2'} - h_1 - Q \text{ Btu/lb}$$

Si la compresión es adiabática, $Q = 0$; de otra manera, la convención usual de signos es válida para $Q$ en la ecuación **(e)**. La ***eficiencia de compresión*** es $\eta_c = W/W'$. Una vista parcial de una máquina de refrigeración para una instalación de aire acondicionado, se muestra en la figura P/11, Prólogo.

## 17.7 DESPLAZAMIENTO VOLUMETRICO DE UN COMPRESOR

Para una capacidad particular de refrigeración, el tamaño del compresor depende de (1) la cantidad de refrigerante que debe circular por unidad de tiempo para obtener el efecto frigorífico deseado, y (2) el volumen específico de la sustancia en el estado de toma del compresor. Una planta con una capacidad de $N$ Tons puede refrigerar a razón de $200N$ Btu/min. Entonces, con un efecto frigorífico de $(h_1 - h_4)$ Btu/lb, la masa de refrigerante que circula es

**(a)** $$\dot{m} = \frac{200N \text{ Btu/min}}{h_1 - h_4 \text{ Btu/lb}} \text{lb/min}$$

El estado 1, figura 17/5, se conoce o se supone, que el volumen específico $v_1$ puede determinarse. Obviamente, ($\dot{m}$ lb/min) por ($v_1$ pies$^3$/lb) es el volumen necesario desplazado, $V_D$ (pie$^3$/min o cfm), para un 100% de eficiencia volumétrica (§14.6). En el caso de una eficiencia volumétrica $\eta_v$,

**(b)** $$V_D = \frac{\dot{m}v_1}{\eta_v} = \frac{v_1}{\eta_v}\left(\frac{200N}{h_1 - h_4}\right) \text{cfm}$$

Los valores prácticos de la eficiencia volumétrica generalmente deben caer dentro del margen de 60% a 85%. Los factores que alteran la eficiencia volumétrica en los compresores de vapor son casi iguales a los que se explicaron en §14.6.

### 17.8 Ejemplo

Un compresor de amoniaco recibe vapor húmedo a 10°F (−12°C) y lo comprime adiabáticamente hasta un estado de saturación a 190 psia (13.4 kgf/cm$^2$ abs.). La temperatura en la válvula de expansión es 85°F (29°C). El compresor es de un solo paso, doble acción, 12 × 14 plg, marcha a 200 rpm, y su eficiencia volumétrica, en condiciones normales de funcionamiento, es de 78%. Sea $\eta_c = 80\%$ la eficiencia de compresión. (a) Para el ciclo ideal determine el coeficiente de funcionamiento $\gamma$ y los caballos por tonelada de refrigeración. (b) Para el ciclo real calcule COP, hp/Ton, y la capacidad del sistema en función de $N$ y la potencia de entrada $P$. (c) Determine la temperatura en 2′, figura 17/6, si la compresión es adiabática.

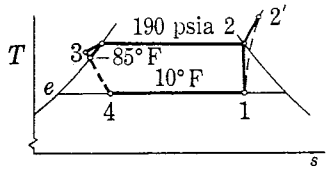



Fig. 17/6.

**Solución.** (a) Para los estados mencionados en la figura 17/6 encontramos que

$$\begin{array}{lll} h_{f1} = 53.8 & s_{g1} = 1.3157 & h_{g2} = h_2 = 632.4 \\ h_{fg1} = 561.1 & v_{f1} = 0.02446 & s_{g2} = s_2 = 1.1802 \\ s_{f1} = 0.1208 & v_{g1} = 7.304 & h_3 = h_4 = 137.8 \end{array}$$

A partir de $s_1 = s_2$, obtenemos

**(a)** $$1.1802 = 0.1208 + 1.1949x_1 \quad \text{o} \quad x_1 = 88.7\%$$

**(b)** $$h_1 = 53.8 + (0.887)(561.1) = 551.5 \text{ Btu/lb}$$

**(c)** $$v_1 = 0.0244 + (0.887)(7.28) = 6.48 \text{ pies}^3\text{/lb}$$

**(d)** $$\gamma = \frac{Q_A}{W} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{551.5 - 137.8}{632.4 - 551.5} = \frac{413.7}{80.8} = 5.11$$

**(e)** $$\frac{\text{hp}}{\text{Ton}} = \frac{4.72}{\gamma} = \frac{4.72}{5.11} = 0.819$$

(b) Para $\eta_c = 0.80$ y $W = 80.9$ Btu/lb,

**(f)** $$\gamma' = \frac{Q_A}{W'} = \frac{413.7}{80.9/0.80} = \frac{413.7}{101.1} = 4.09$$

$$\frac{\text{hp}}{\text{Ton}} = \frac{4.72}{4.09} = 1.154$$

En un compresor de doble acción, el número de diagramas completados por minuto es $2n$ para $n$ rpm (§14.7). Por lo tanto,

**(g)** $$V_D = \frac{\pi D^2}{4} L(2n) = \frac{\pi(144)(14)(2 \times 200)}{(4)(1\,728)} = 366 \text{ cfm}$$

O sea, 10.2 $\text{m}^3$/min.

En el caso de $\eta_v = 78\%$, el volumen *que se aspira* es $\dot{V}_1' = (0.78)(366)$ cfm; y para $v_1 = 6.48$ pies $^3$/lb, la circulación (másica) de refrigerante es

**(h)** $$\dot{m} = \frac{V_1'}{v_1} = \frac{(0.78)(366)}{6.48} = 44.1 \text{ lb/min}$$

lo que da una refrigeración total de (44.1)(413.7) Btu/min.

(i) $$\text{Capacidad (en Ton) } N = \frac{(44.1)(413.7)}{200} = 91.2$$

Para 44.1 lb/min de refrigerante y $W' = 101.1$ Btu/lb de la ecuación **(f)**, la potencia es

(j) $$W' = \frac{(44.1)(101.1)}{42.4} = 105.1 \text{ hp}$$

(c) Como el trabajo de fluido es $h_{2'} - h_1 = (h_2 - h_1)/\eta_c = 101.1$ Btu/lb, de la ecuación **(f)**, tenemos

(k) $$h_{2'} = h_1 + W' = 551.5 + 101.1 = 652.6 \text{ Btu/lb}$$

En la tabla de sobrecalentamiento de $NH_3$[0.10] a 190 psia y $h = 652.6$ Btu/lb, obtenemos $t_{2'} = 122.4$ °F.

## 17.9 REFRIGERANTES

La tabla VI muestra una comparación de algunas características de refrigerantes comunes. Entre las cualidades más deseables se encuentran las siguientes:

1. Los refrigerantes son preferentemente *no tóxicos*, de manera que en caso de alguna fuga nadie está en peligro de resultar lesionado. Este atributo es de primordial importancia, por ejemplo, en los sistemas de aire acondicionado y en los refrigeradores domésticos, pero los refrigerantes tóxicos son admisibles en instalaciones industriales o comerciales, donde es imprescindible que se tomen las precauciones necesarias. Los Carrenos, Freones (nombres comerciales) y el dióxido de carbono no acarrean consecuencias tóxicas, a menos que existan en tal cantidad que resulte una deficiencia de oxígeno, pero los demás de dicha tabla VI sí tienen este inconveniente, en mayor o menor grado. El cloruro de metilo no es sólo tóxico, sino que prácticamente también carece de olor; dichas sustancias de trabajo deben contener un agente indicador (por ejemplo, acroleína, que es irritante para los ojos y la nariz).
2. Los refrigerantes serán *económicos*, tanto en su costo inicial como en su mantenimiento. Entre los problemas que se requieren para mantenerlos se incluyen: control de fugas (hay menos problemas en el caso de escapes de sustancias con moléculas grandes que con el de pequeñas); lubricación adecuada (el refrigerante no debe reaccionar con el aceite lubricante destruyendo sus cualidades de lubricación); corrosión (el refrigerante no debe corroer los materiales con los cuales esté en contacto). Además el refrigerante debe estar fácilmente disponible para reaprovisionar el sistema cuando sea necesario.
3. Los refrigerantes deben ser *no inflamables*. Diversos hidrocarburos han sido y siguen empleándose como refrigerantes, ejemplos de los cuales se dan en la Tabla VI como son el butano y el propano. Estos y algunos más (amoniaco, cloruro de metilo, etc.) constituyen un riesgo de incendios y explosiones. Los demás refrigerantes de la tabla son no inflamables.
4. Los refrigerantes probablemente poseen entalpia (o calor latente) mayor a la temperatura del evaporador (ver figura 3/2), así como bajo volumen específico. El tipo y tamaño del compresor es función de estas características físicas. Si la entalpia es elevada, se obtiene mayor efecto frigorífico por unidad de masa de refrigerante en circulación; si, además, el volumen específico resulta bajo, el volumen de sustancia que debe hacerse circular —y, por lo tanto, el tamaño del compresor y de los conductos— es pequeño. Observemos que cuando el volumen de desplazamiento ideal $V_D$ es también pequeño, resulta factible utilizar compresores de movimiento alternativo; cuando $V_D$ es grande (Carreno 1, Freón 11 y Freón 113), los compresores centrífugos, que pueden marchar a gran velocidad, se vuelven necesarios.
5. Los refrigerantes deben tener bajas presiones de saturación a las temperaturas normales de funcionamiento. El costo de diseño, fabricación y funcionamiento interviene también. La alta

presión para el $CO_2$, que además origina un bajo COP, significa las partes pesadas y tubos de pared gruesa. Además es preferible que la presión de saturación a la temperatura del evaporador sea mayor que la presión atmosférica a fin de evitar entradas (o infiltración) de aire en el sistema. Con los modernos y mejores selladores y empaquetaduras para ejes, esto no constituye un serio problema, como sucedía antes.

6. Aunque los anteriores atributos son quizá los más significativos, existen algunos otros que son deseables: buena conductividad térmica (para una rápida transferencia del calor), capacidad de mojadura, no reactividad o inercia química (el refrigerante no debe reaccionar de ninguna manera con los materiales que toca), estabilidad (el refrigerante no debe descomponerse en materia con moléculas más pequeñas), viscosidad baja (para facilitar su escurrimiento o flujo), elevada temperatura crítica y un alto poder dieléctrico (en las unidades herméticamente selladas, donde el refrigerante se pone en contacto con los motores). Además el refrigerante no debe solidificarse a ninguna temperatura en el ciclo.

Una ventaja comercial de los refrigerantes más recientes es que un fabricante pueda emplear el mismo compresor para diferentes capacidades, cambiando de refrigerante e instalando un motor de otro tamaño. Por ejemplo, para un desplazamiento volumétrico particular, se obtiene un efecto frigorífico mayor con F 22 (freón 22) que con F 12, además de ser necesaria mayor potencia de entrada con el F 22.

### TABLA VI Características de los refrigerantes

Seleccionadas de este libro [12.1]. Las temperaturas del condensador y el evaporador son 30°C (86°F) y −15°C (5°F), respectivamente; Pres. = presión de saturación, psia; el fluido sale del evaporador como vapor saturado; el líquido saturado entra a la válvula de estrangulamiento a 30°C (86°F); el desplazamiento volumétrico es para una eficiencia volumétrica de 100%. Para comparación, el COP del ciclo Carnot es 5.74. En la columna "Tipo de compresor": (1) = alternativo; (2) = rotativo directo (o "rotatorio"); (3) = centrífugo;

*NOTAS: (a) Una mezcla azeotrópica de freón 12 y $C_2H_4F_2$. (b) Cloruro de metileno. (c) Tricloromonofluorometano. (d) diclorodifluorometano. (e) Monoclorodifluorometano. (f) Triclorotrifluoroetano. (g) Diclorotetrafluoroetano. "Freón" es un nombre comercial (DuPont) de uso muy arraigado. Los mismos refrigerantes se conocen por otros nombres comerciales.*

| *Nombre (No. estándar ASHRAE)* | *Fórmula* | *Pres. a 5° F* | *Pres. a 86° F* | *$Q_A$, Btu/lb* | *w, lb/ min·Ton* | *$V_D$, cfm/ Ton* | *c.d.o. (COP)* | *Tipo de compresor* |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Amoniaco (717) | $NH_3$ | 34.3 | 169.2 | 474.4 | 0.42 | 3.44 | 4.76 | (1) |
| Butano (600) | $C_4H_{10}$ | 8.2 | 41.6 | 128.6 | 1.56 | 15.52 | 4.95 | (1)(2) |
| Dióxido de carbono (774) | $CO_2$ | 332.2 | 1 045.7 | 55.5 | 3.62 | 0.96 | 2.56 | (1) |
| Carreno (30) (a) | $CH_2CL_2$ | 1.16 | 10.6 | 134.6 | 1.49 | 74.3 | 4.90 | (2)(3) |
| Carreno (500) (b) | (a) | 31.1 | 128.1 | 61.1 | 3.27 | 4.97 | 4.61 | (1)(2) |
| Freón (11) (c) | $CCl_3F$ | 2.93 | 18.3 | 67.5 | 2.96 | 36.3 | 5.09 | (2)(3) |
| Freón (12) (d) | $CCl_2F_2$ | 26.5 | 107.9 | 51.1 | 3.92 | 5.8 | 4.7 | (1)(2) |
| Freón (22) (e) | $CHClF_2$ | 43.0 | 174.5 | 69.3 | 2.89 | 3.60 | 4.66 | (1) |
| Freón (113) (f) | $C_2Cl_3F_3$ | 1.01 | 7.5 | 53.7 | 3.73 | 100.7 | 4.92 | (3) |
| Freón (114) (g) | $C_2Cl_2F_4$ | 6.8 | 36.7 | 43.1 | 4.64 | 20.1 | 4.49 | (2) |
| Cloruro de metilo (40) | $CH_3Cl$ | 21.2 | 94.7 | 150.2 | 1.33 | 5.95 | 4.90 | (1)(2) |
| Dióxido de azufre (764) | $SO_2$ | 11.8 | 66.4 | 141.4 | 1.41 | 9.09 | 4.87 | (1)(2) |
| Propano (290) | $C_3H_8$ | 41.9 | 155.2 | 121.0 | 1.65 | 4.09 | 4.58 | (1) |

(1) Rec.
(2) Rot.
(3) Cen.

## 17.10 REFRIGERACION POR VACIO

Cuando la temperatura deseada en un compartimiento frío es de aproximadamente 40°F (4.4°C), el agua y el vapor de agua se pueden emplear como refrigerante en un sistema

que se denomina *refrigeración por vacío*, figura 17/7. Agua caliente del sistema de enfriamiento (por ejemplo, a 50°F ó 10°C) es pulverizada en el evaporador (donde la presión se mantiene, por ejemplo, a 0.248 plg Hg abs., ó 6.3 mm Hg abs., presión de saturación para 40°F). El agua entrante a 50°F experimenta un proceso de estrangulación, $h = C$. Como el agua es continuamente introducida en la operación constante, el vapor que se produce se retirará continuamente. Teniendo en cuenta los grandes volúmenes que deben manejarse, los compresores de pistón no son utilizables. Se emplean bombas de chorro de vapor (eyectores, figura P/13), o bien, compresores centrífugos. En la figura 17/7, el vapor entra a un grupo de toberas, se expande hasta la baja presión de 0.248 plg Hg (0.017 kgf/cm$^2$ abs.), arrastra la masa gaseosa proveniente de la evaporación del agua refrigerante, y conduce el vapor transportado, vía el difusor, hasta el condensador primario. La presión en el condensador, que en nuestro caso es uno de superficie de cuatro pasos, resulta tan baja como lo permite el agua de enfriamiento disponible, en este ejemplo, 1.932 plg Hg abs. Como el eyector descarga a un condensador, el trabajo requerido para mantener el vacío en el evaporador es mucho menor que si la descarga fuera a la atmósfera. El vapor es bombeado desde una presión de 0.248 plg Hg (en este caso) a únicamente 1.932 plg Hg (lo que da una relación de presión de 1.932/0.248 = 7.8), en vez de a la presión atmosférica de 29.92 plg Hg. El vapor empleado en el eyector y el que proviene del evaporador, se condensan en el condensador primario. El trabajo requerido para bombear el *agua* resultante hasta la presión atmosférica, es relativamente pequeño. Los gases no condensables en el condensador primario son bombeados hasta la presión atmosférica, por dos secciones de eyectores secundarios. El vapor utilizado en estos eyectores secundarios se condensa en un condensador intermedio y en uno final o de salida.

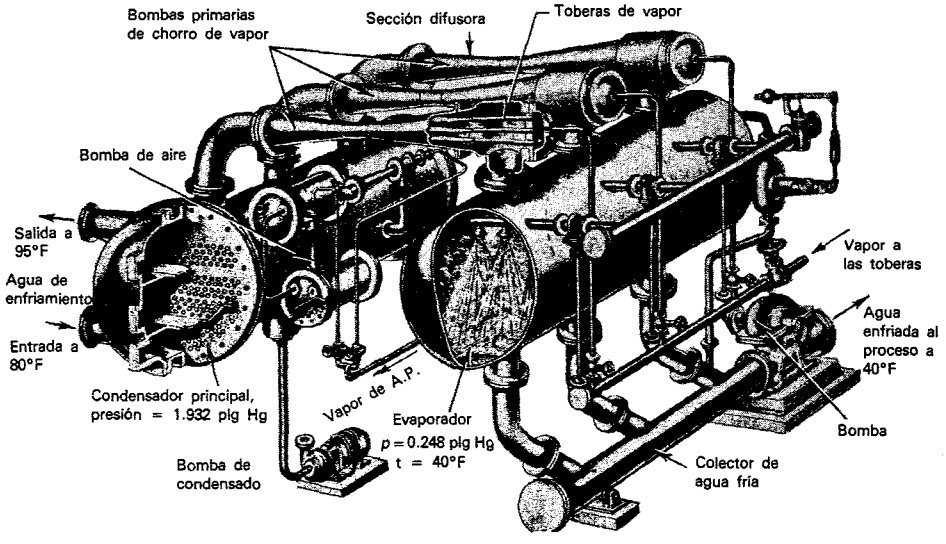



**Fig. 17/7.** *Elementos de un sistema de refrigeración por vacío.* Los valores indicados de temperatura y de presión son solamente típicos, y no se utilizan en todos los casos. (*Cortesía de Foster Wheeler Corp., Nueva York*).

Las temperaturas anteriores indican que este sistema es particularmente adaptable en el caso de temperaturas moderadas de refrigeración, como las que se encuentran en los sistemas de aire acondicionado y en algunos procesos industriales. Además, la refrigeración por vacío tiene posibilidades de resultar económica sólo en instalaciones relativamente grandes, donde el vapor está disponible en abundancia y se necesita para otros fines.

## 17.11 Ejemplo: Refrigeración por vacío

Una bomba eyectora (de chorro de vapor) mantiene una temperatura de 40°F (4.4°C) en el evaporador, figura 17/8. El agua de enfriamiento sale a la misma temperatura a través del 1 y se calienta hasta 50°F (10°C) al efectuar la refrigeración. La cantidad de agua de repuesto $m_5$ a 70°F (10°C) es exactamente igual a la masa de vapor que sale, $m_4$. (Se requieren 2.8 lb de vapor de eyección por libra de vapor extraído. Suele denominarse *vapor*, a secas, al fluido de inyección a las toberas, y *refrigerante* al que sale del evaporador). Para una planta de 50 Tons., calcular el volumen de refrigerante manejado y el volumen de vapor de inyección necesario.

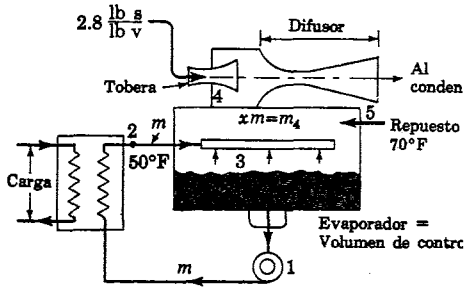



**Fig. 17/8.** *Balance de masas para un evaporador.*

**Solución.** Consideremos el evaporador conectado al sistema, figura 17/8. Suponga que la masa de $H_2O$ en el evaporador es constante y que, efectivamente, hay equilibrio tanto para el agua como para el vapor. Sean $m$ la masa de agua circulante para la refrigeración y $x$ la parte del agua de estrangulación que se *transvapora* (o "flashea"), en libras de vapor por libra de agua enfriada. Luego entonces la cantidad de vapor que sale del sistema es $xm$, que está compensada por un repuesto en 5, igual a la misma cantidad. Primero escribamos un balance de energía para $m = 1$; los subíndices designan las estaciones en la figura 17/8.

**(a)** $$mh_{f2} + xmh_{f5} = mh_{f1} + xmh_{g4}$$

**(b)** $$18.05 + 38.05x = 8.03 + 1\,079.0x$$

a partir de lo cual $x = 0.00963$. En el caso de una capacidad de 50 Tons, la refrigeración es $\dot{Q}_A = (50)(200) = 10\,000$ Btu/min. Además, es

**(c)** $$\dot{m}(h_{f2} - h_{f1}) = \dot{m}(18.05 - 8.03) = 10\,000$$

de lo cual $\dot{m} = 1\,000$ lb/min (muy aproximadamente). El vapor total retirado es $x\dot{m} = 9.63$ lb/min. Si el vapor en 4 está saturado, tenemos que $v_{g4} = 2\,446$ pie$^3$/lb y

**(d)** Volumen de refrigerante retirado: $V = (9.63)(2\,446) = 23\,555$ cfm

**(e)** Cantidad necesaria de vapor: $\dot{m}_s = (2.8)(9.63) = 26.96$ lb/min

que equivale a $(26.96)(60)/50 = 32.4$ lb/h·Ton

## 17.12 SISTEMAS DE REFRIGERACION POR ABSORCION

Los sistemas de absorción se caracterizan por el hecho de que el refrigerante es absorbido por un elemento en el lado de baja presión del sistema, y liberado en el lado de alta presión. La ventaja que se deriva del ciclo de absorción es que el líquido, y no una sustancia gaseosa, es bombeado desde la región de presión baja hasta la de presión elevada, con la consecuencia de un trabajo considerablemente menor.

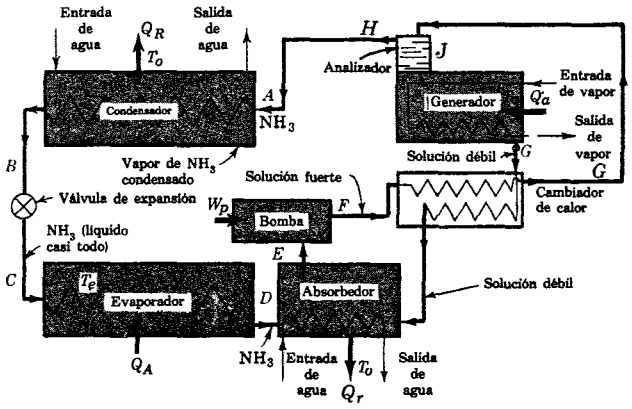



**Fig. 17/9.** *Sistema de refrigeración por absorción, del tipo amoniaco-agua.* Como es usual, cada uno de sus elementos puede ser analizado individualmente como un dispositivo de flujo constante cuando se tiene la operación a régimen permanente. No se indica el reflujo desde el condensador.

Los elementos esenciales de un sistema de absorción amoniaco-agua (refrigerante-absorbente) se indican en la figura 17/9. En lugar del compresor de la figura 17/4, hay un sistema de elementos relativamente complicado. Partiendo del condensador de amoniaco en $A$, encontramos primeramente que los procesos son iguales a los de cualquier sistema de refrigeración por compresión de vapor: condensación, $A$ a $B$; expansión isentálpica hasta una baja presión, $B$ a $C$; refrigeración en el compartimiento frío, $C$ a $D$. Tras de salir del evaporador, el vapor entra a un absorbedor, donde el agua que se encuentra en él absorbe el amoniaco. Una solución con alta concentración de esta sustancia recibe el nombre de ***solución concentrada*** (o "fuerte"); una solución de baja concentración se denomina ***solución diluida*** (o "débil"). El proceso de absorción libera calor $Q_r$ (que incluye la entalpia de transformación del $NH_3$ absorbido), que es transportado por el agua enfriadora. El líquido concentrado se bombea de $E$ a $F$ desde el absorbedor, a través de un cambiador de calor, $F$ a $G$ hasta el ***generador*** vía una pequeña columna rectificadora (se conoce como *analizador*) que separa el $NH_3$ de la mezcla de $NH_3$—$H_2O$ que sale del generador. Serpentines de vapor caliente (u otras fuentes de calor) en el generador, evaporan la solución concentrada, cuyo vapor es en su mayor parte $NH_3$ que entra al analizador. (Ver en §17.20 cierta información acerca de las columnas de rectificación). El vapor de amoniaco pasa al condensador en A, desde donde el ciclo se repite. Considerando nuevamente el generador, observamos que el proceso de evaporación del amoniaco da por resultado una solución diluida. Dicha solución pasa entonces desde el generador, a través del cambiador de calor, de nuevo hasta el absorbedor, donde vuelve a producirse la absorción de amoniaco. Este *cambiador de calor regenerativo* sirve para enfriar la solución diluida a su regreso al absorbedor, y para calentar la solución concentrada en su camino hacia el generador, ahorrando así calor en el generador, y reduciendo el calor cedido en el absorbedor.

El *coeficiente de funcionamiento*, como lo definimos en la ecuación (17-1), no se aplica a estos ciclos porque la energía significativa que se suministra al ciclo para mantenerlo en marcha es $Q_a$ en el generador. De esta manera, un factor de funcionamiento adecuado para tales ciclos es la relación de refrigeración (u otro resultado útil) y el calor transferido en el generador (entrada), o si tomamos en cuenta la energía para impulsar las bombas, el denominador se incrementa por la magnitud de tal trabajo, es decir, el *factor de funcionamiento* $\eta_p$ es (fig. 17/9)

**(a)**
$$\eta_p = \frac{Q_A}{Q_a} \quad \text{o bien} \quad \eta_p = \frac{Q_A}{Q_a + \Sigma W}$$

donde $\Sigma W$ incluye el trabajo de las bombas de circulación, de acuerdo con la precisión

deseada. En ocasiones, en la práctica, los factores de funcionamiento u operación se expresan según el consumo de vapor de agua en el sistema, por tonelada de refrigeración, valor que puede caer entre 30 y 40 lb/h·Ton.

El mayor valor posible del factor de operación se obtiene mediante el empleo de ciclos reversibles. Consideremos que el calor $Q_a$ transferido a $T_a$ sin disminución de temperatura en el generador es utilizado en una máquina de Carnot. Si esta máquina reversible cede su calor al sumidero a una temperatura $T_0$, figura 17/10, su eficiencia térmica es

**(b)** $$e = \frac{T_a - T_0}{T_a} = \frac{W}{Q_a} \quad \text{o bien} \quad Q_a = \frac{T_a W}{T_a - T_0}$$

Si el trabajo $W$, área $abcT_0$, figura 17/10, realizado por la máquina de Carnot, se emplea sin pérdida para impulsar una máquina de Carnot inversa, área $efcT_0$, entonces el trabajo de esta última es el mismo que en la ecuación **(b)**, y la relación de las áreas $efcT_0$ y $efgh$ (refrigeración) es

**(c)** $$\frac{W}{Q_A} = \frac{T_0 - T_e}{T_e} \quad \text{o bien} \quad Q_A = \frac{T_e W}{T_0 - T_e}$$

De esta manera, el máximo factor de funcionamiento obtenible $Q_A/Q_a$ en el caso de los límites de temperaturas especificados será ($W$ se cancela)

**(d)** $$\eta_p = \frac{Q_A}{Q_a} = \frac{T_e(T_a - T_0)}{(T_0 - T_e)T_a}$$

donde $T_a$ es la temperatura constante a la cual se suministra el calor en el generador y $T_e$ es la temperatura constante en el evaporador. Una comparación del factor de funcionamiento real con el valor obtenido de la ecuación **(d)**, indican cuán cerca de (o lejos de) la perfección se encuentra el ciclo real.

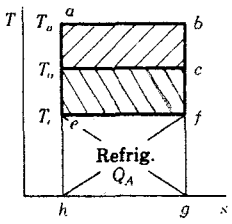



**Fig. 17/10.**

El sistema Planten-Munters (Servel) de refrigeración por absorción de amoniaco y agua elimina inteligentemente las bombas (no tiene partes en movimiento). Entre el condensador (alta presión) y el evaporador (baja presión) existen sellos de líquido, pero las presiones totales en cada lado de dichos sellos se mantienen virtualmente iguales por la inclusión de hidrógeno en el lado de presión baja. Existe una suficiente cantidad de este gas para que la presión parcial del $NH_3$ sea comparable con su presión en el evaporador, figura 17/9; de esta manera, se evapora y efectúa la refrigeración. En el generador se emplea un quemador de gas.

En los sistemas de absorción se utilizan otras sustancias, ejemplo de ellas son cloruro

de metileno como refrigerante y éter dimetílico o tetraetilenglicol como absorbente; agua como refrigerante y solución salina de bromuro de litio como absorbente; agua como refrigerante y solución salina (o salmuera) de cloruro de litio como absorbente.

Vale la pena observar que los fabricantes de equipos de aire acondicionado ofrecen (e instalan) en el mercado, generadores de absorción de bromuro de litio que funcionan totalmente con energía solar. La capacidad del generador varía de 20 Ton a 1 800 Ton, y son de etapas simple o múltiples. El agua es calentada solarmente a temperaturas dentro del intervalo de 165 a 200°F (75 a 95°C), por medio de colectores solares, antes de entrar al concentrador del generador.

Debido a su importante papel por el empleo de la energía solar, en la figura 17/11 se presenta una ilustración esquemática del principio de funcionamiento de un generador de bromuro de litio, seguida de un breve análisis.

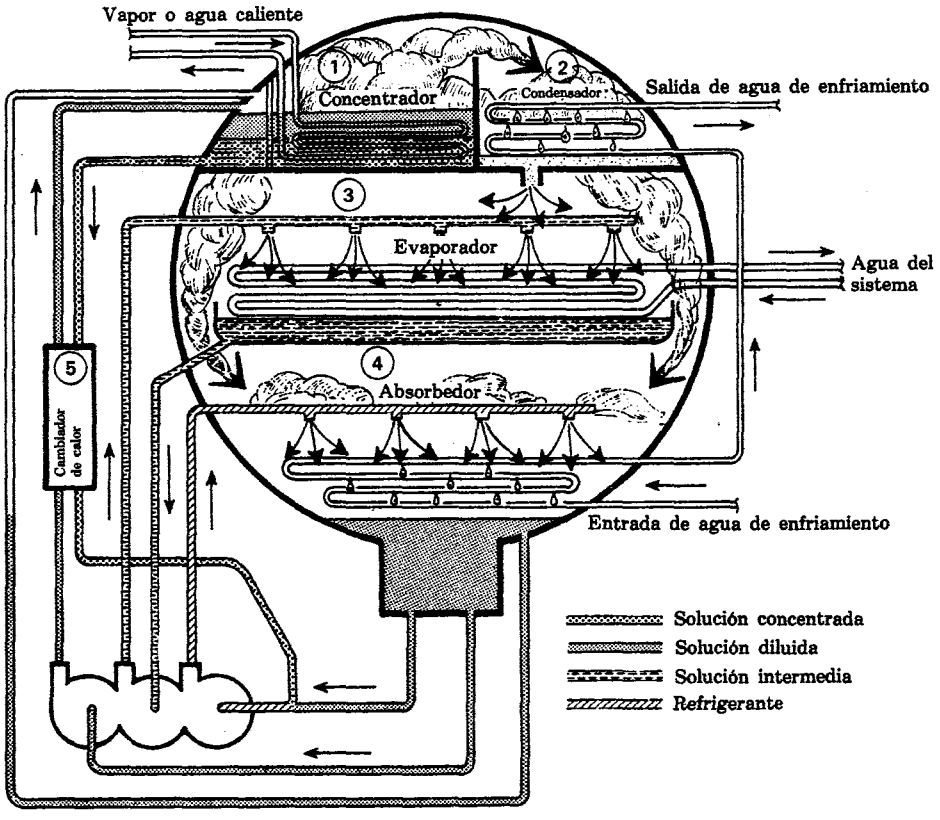



**Fig. 17/11.** *Principio del ciclo de absorción.* La producción de agua fría (o mejor dicho, helada) a partir de calor solar se realiza empleando bromuro de litio y agua como refrigerante. (*Cortesía de Trane Air Conditioning Company.*)

## Principio de funcionamiento

*Evaporador:* En el sistema fluye agua a través de los tubos del evaporador. El refrigerante es pulverizado sobre la superficie de los tubos y se evapora, retirando calor del agua del sistema.

*Absorbedor:* El refrigerante vaporizado en el evaporador es "absorbido" por una rociadura de solución de bromuro de litio. El calor cedido, conforme se condensa y absorbe el vapor, es retirado por el agua de enfriamiento que fluye por los tubos del dispositivo.

*Concentrador:* El vapor caliente, o el agua calentada solarmente, que fluye a través de

los tubos, proporciona el calor requerido para separar (por ebullición) el refrigerante, a partir de la solución diluida que recibe desde el absorbedor. El vapor refrigerante va hacia el condensador y la solución concentrada regresa al absorbedor.

*Condensador:* El agua enfriante que fluye a través de los tubos condensa el refrigerante que proviene del concentrador. El refrigerante condensado se transvapora (o "flashea") a través de un orificio hacia el evaporador, donde el ciclo se repite.

Para tales sistemas de aire acondicionado, un absorbente salino y un refrigerante acuoso poseen ciertas ventajas, de las cuales no es menos importante la total ausencia de peligro en caso de fugas de refrigerante. La baja eficiencia del sistema $NH_3$-$H_2O$ se debe en parte a la *evaporación contaminante e inevitable en el generador, del $H_2O$ absorbente.* Si, por ejemplo, bromuro de litio u otra sal sólida fuera el absorbente, no se pierde energía al evaporarla y se obtiene una mayor eficiencia. Las propiedades de las mezclas binarias ($NH_3/H_2O$) y las soluciones salinas se encuentran en las publicaciones técnicas.[12.1] Un estudio de dichas mezclas sale de los alcances que se pretenden en este libro.

## 17.13 CICLO DE REFRIGERACION POR GAS

Como la temperatura de un gas durante una expansión isentrópica puede sufrir una reducción considerable, el fenómeno se emplea para obtener bajas temperaturas con fines de refrigeración. La sustancia de trabajo en dichos ciclos de gas suele ser aire, lo que es particularmente apropiado cuando podrían presentarse fugas hacia espacios ocupados por seres humanos, por ejemplo, en el sistema de aire acondicionado de un aeroplano. Es posible que otros gases resulten ventajosos en otras circunstancias. La desventaja de la refrigeración por gas es su bajo COP; por ello únicamente se utiliza cuando existe una razón justificante.

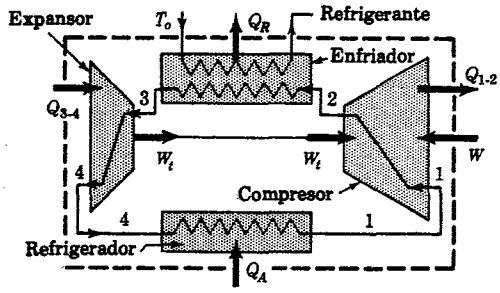



**Fig. 17/12.** *Sistema de refrigeración por aire.* Toda la potencia de salida $W_t$ del expansor o turbina se utiliza como auxiliar en el impulso del compresor; $W_{net} = W$.

Esquemáticamente, el funcionamiento se representa en la figura 17/12 y los procesos se muestran en la figura 17/13. El ciclo ideal, que consta de dos procesos isentrópicos y dos procesos a presión constante, constituye un ciclo de Brayton inverso (§15.2). El proce-

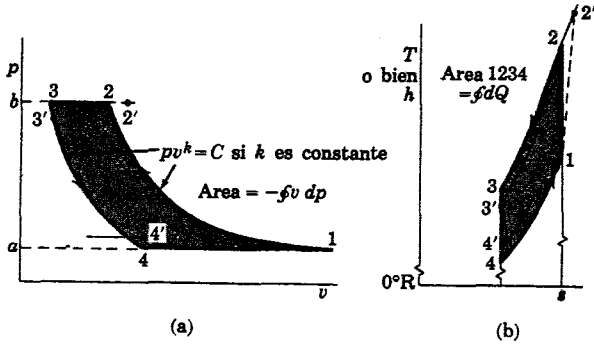



**Fig. 17/13.** *Ciclo de refrigeración por gas (Brayton inverso).* El calor cedido desde 2 hasta 3 (o bien, de 2′ a 3′) va al sumidero; por consiguiente, $T_0$ debe ser menor que $T_3$ (o $T_{3'}$).

so de compresión 1-2, idealmente isentrópico, puede acercarse mucho a un proceso adiabático irreversible 1-2. En el caso de un compresor de flujo constante, el trabajo está dado por un balance energético a partir de un diagrama de energía, o bien, por la ecuación (4-10), la cual da por integración

$$W_c = -\Delta h - \Delta K + Q_{1\text{-}2} = h_1 - h_2 + K_1 - K_2 + Q_{1\text{-}2} \qquad [\Delta P = 0] \tag{4-10}$$

un número negativo, $\Delta K$ puede ser aproximadamente nulo. Además, para un proceso interiormente reversible, el trabajo del compresor, representado por el área *a*-1-2-*b*, figura 17/13(a), es $W_c = -\int v\, dp$. Vea las ecuaciones (7-5) y (7-9).

El gas fluye desde el compresor a través del enfriador, el cual reduce su temperatura a $t_3$, tal vez un poco arriba de la temperatura disponible en el sumidero. En realidad, por supuesto, se produce una caída de presión a una cierta presión $p_3$. Si recordamos que un gas ideal no experimenta cambios de temperatura durante un proceso de estrangulación, vemos por qué es necesario un expansor (de movimiento alternativo). En dicho dispositivo lo ideal es 3-4, con una expansión real representada por 3′-4′, la cual es necesariamente de entropía creciente *si es adiabática*. El estado 4′ toma en cuenta una caída de presión conforme el gas realiza la refrigeración 4′-1. Observemos que la ilustración indica claramente la pérdida frigorífica debida a la irreversibilidad en ese sitio. El trabajo del expansor $W_t$ ayuda a impulsar el compresor, de manera que el trabajo neto $W$ que debe suministrarse al ciclo, es $W = |W_c| - W_t$, como número positivo. Si el expansor es una turbina de flujo constante, la ecuación (4-10), que ya señalamos para los estados 3 y 4, o 3′ y 4′, proporciona el valor del trabajo $W_t$. Si el gas fuera aire, podría expandirse hasta la presión de los alrededores en 4, pasar al espacio con enfriamiento, y luego dirigirse hacia la atmósfera, en cuyo caso el compresor obtiene de la atmósfera el suministro (en los motores de propulsión a chorro, el aire comprimido puede ser suministrado a partir del compresor principal). O bien, el sistema puede ser cerrado, caso en el cual la sustancia de trabajo se encuentra en todos los puntos a presiones mayores que la de los alrededores; en este caso, al ser más densa la sustancia de trabajo, se obtiene más refrigeración a partir de un volumen particular de entrada al compresor (en el caso de un gas ideal, la refrigeración por unidad de masa entre temperaturas especificadas es independiente de su presión).

En cualquier caso, el trabajo neto $W$ es $-\oint dQ$, como cantidad positiva. En el caso de los procesos isentrópicos 1-2 y 3-4, así como $\Delta K \approx 0$,

$$\text{(a)} \qquad \mathrm{W} = -\oint dQ = h_2 - h_3 - (h_1 - h_4) = c_p(T_2 - T_3 - T_1 + T_4) \qquad [c_p \text{ CONSTANTE}]$$

por unidad de masa, número positivo. Para un efecto frigorífico $h_1 - h_4$, el c.d.o. (o bien, COP) es $Q_A/W$, o sea,

$$\text{(b)} \qquad \gamma = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1 - h_3 + h_4} = \frac{T_1 - T_4}{T_2 - T_1 - T_3 + T_4} \qquad [c_p \text{ CONSTANTE}]$$

Como ya antes mencionamos, el ciclo inverso de Stirling también se emplea en la refrigeración (§8.11).

## 17.14 VARIANTES DE LOS CICLOS BASICOS DE REFRIGERACION

Los ciclos inversos básicos pueden modificarse por diversas razones, principalmente para obtener un mejor COP, o bien, una menor temperatura de refrigeración. Como señalamos en §14.6 (ver también §§15.10 y 17.19), el trabajo de entrada puede ser reducido y mejorar la eficiencia volumétrica, utilizando dos o más etapas de compresión con enfriamiento entre cada una. Como el refrigerante se encuentra a una temperatura menor que la del medio la mayor parte del tiempo, todo o parte del enfriamiento puede ser regenerativo, como se ilustra en la figura 17/14, en el caso de tener una gran diferencia de temperatura entre el condensador y el evaporador. Puede suceder que la temperatura en $b$ (o bien, en $b'$) sea significativamente superior a $T_0$, y entonces parte del enfriamiento se efectúe, por ejemplo, con agua del sumidero [lo que no se indica en la figura 17/14(a)]. Como se observa, la primera válvula de expansión $A$ estrangula el refrigerante hasta la presión intermedia entre las etapas; la cantidad $m$ de vapor, indicada por la calidad en $r$, figura 17/14(b), se mezcla con el vapor sobrecalentado en $b$ (o bien, $b'$), en la cámara de mezcla $M$ y se reduce la temperatura en la entrada de la segunda etapa a un cierto valor $t_c$. Si se desea una temperatura menor que $t_c$, se podría hacer pasar a $M$ una cantidad medida de refrigerante líquido.

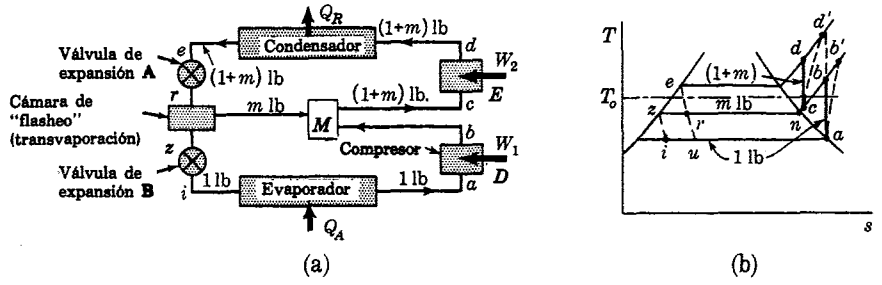



**Fig. 17/14.** *Compresión en dos etapas con enfriamiento intermedio regenerativo.* La descarga de la etapa de baja presión en $b$ puede ser llevada también a una cámara de transvaporación o "flasheo", con una temperatura resultante más baja, en $c$. Además, con este sistema se obtendrá refrigeración a dos niveles de temperatura, a $t_z$ y $t_i$.

Como la masa es diferente en distintas partes del sistema, debemos decir donde se podrá tener representada la unidad de masa. En la figura 17/14, la elección es unidad de masa en el evaporador. El trabajo en el compresor $E$ es $(1 + m)(h_d - h_c)$ en, por ejemplo, Btu/lb en el evaporador ($\Delta K \approx 0$). Además $(1 + m)$lb se estrangula a través de $A$ y 1 lb a través de $B$, si sólo se emplea el vapor en $F$ para enfriamiento regenerativo. Los estados de las siguientes ecuaciones están definidos en la figura 17/14(b):

**(a)** $$h_b + mh_n = (1 + m)h_c \qquad \text{[BALANCE DE ENERGIA, } M\text{]}$$

**(b)** $$(1 + m)h_e = h_z + mh_n \qquad \text{[BALANCE DE ENERGIA } A, F\text{]}$$

**(c)** $$Q_A = h_a - h_i = h_a - h_z \qquad \text{[REFRIGERACION]}$$

**(d)** $$W = h_b - h_a + (1 + m)(h_d - h_c) \qquad \text{[TRABAJO } W_1 + W_2\text{]}$$

Desde el punto de vista teórico la temperatura de refrigeración más baja que se puede

usar en un refrigerante dado es su punto triple (§3.6), y la estrangulación por abajo del mismo podría producir un sólido. Si la temperatura más baja es la suficiente, se puede emplear una disposición en serie de ciclos de refrigeración, cada uno con distinto refrigerante, lo cual recibe el nombre de ***sistema en cascada***. En la figura 17/15 se muestra en forma esquemática un sistema de vapor binario, pero se pueden utilizar subsistemas adicionales. Los refrigerantes sucesivos deberán ser tales que la temperatura del punto triple del "superior", sea menor que la temperatura crítica del "inferior". Sea $\dot{m}_1$ la circulación de refrigerante en el evaporador $B$, figura 17/15, cantidad determinada por el grado de refrigeración requerido, entonces, la circulación en el ciclo superior $\dot{m}_2$ debe ser tal que

$$\dot{m}_1(h_b - h_c) = \dot{m}_2(h_e - h_1) \tag{e}$$

que es el balance de energía para el condensador-evaporador $A$. Si ello resulta apropiado, en (e) se podría hacer uso del estado real $b'$ (y otros). La irreversibilidad que acompaña a la caída necesaria de temperatura en el condensador-evaporador, puede ser la más significativa en el sistema en cascada.

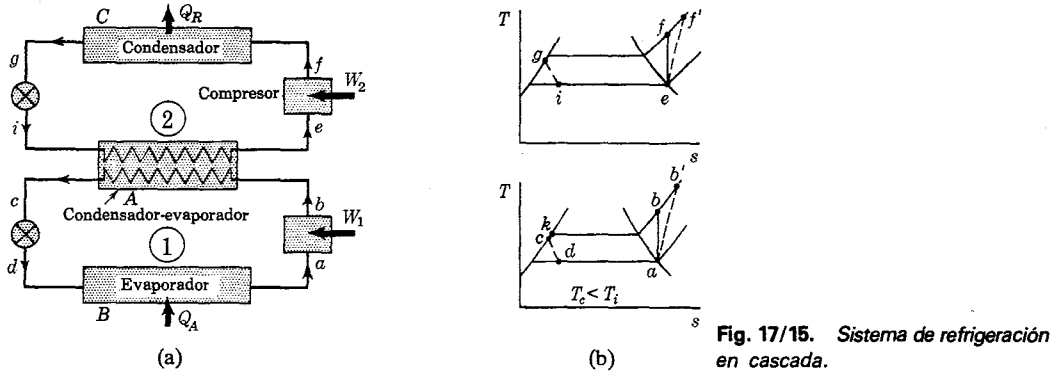



**Fig. 17/15.** *Sistema de refrigeración en cascada.*

## 17.15 CRIOGENIA

La *criogenia* se ocupa de los fenómenos y operaciones que se producen a temperaturas por debajo de los −73°C (−100°F), línea divisoria arbitraria que define lo "muy frío". Hace apenas una generación, los gases licuados (que actúan casi idealmente a temperaturas ambientales) se producían por lo general en los laboratorios. Pero, en la actualidad, los diversos empleos industriales que se han suscitado, sin dejar de mencionar su conocida utilidad en la navegación espacial y en el congelamiento de alimentos, han hecho de la producción de gases licueficados una industria enorme y de rápido crecimiento. Para obtener las bajas temperaturas necesarias para éste y otros propósitos, podemos usar el sistema de operación en cascada que acabamos de analizar. En dicho sistema para el $N_2$ líquido, se emplea amoniaco para licuar etileno (a 19 atm), que a su vez licúa el metano (a 25 atm), que licua al $N_2$ (a 18.6 atm).[17.14] Cada cual alcanza su temperatura más baja a través de una expansión isentálpica hasta 1 atm; la producción es la parte del $N_2$ que permanece líquida después de la estrangulación hasta 1 atm. El trabajo requerido para obtener una unidad de masa de gas mediante tal sistema puede ser significativamente menor que en los sistemas que se describen a continuación, pero las complicaciones mecánicas hacen que la maquinaria requerida sea mucho más costosa. A propósito, la temperatura de refrigeración más baja que se puede obtener mediante la compresión y la estrangulación en dos fases, se logra mediante el empleo de nitrógeno cuya temperatura del punto triple es −233°C

(−387°F). Ninguna otra sustancia tiene menor temperatura del punto triple, ni tampoco una temperatura crítica mayor que −233°C.

Un fenómeno ampliamente utilizado en la obtención comercial de bajas temperaturas es el efecto Joule-Thomson (§11.19), del cual recordamos que para la producción de una caída de temperatura por el estrangulamiento, la temperatura inicial debe ser menor que la temperatura de inversión y el coeficiente de Joule-Thomson, $\mu = (\partial T/\partial p)_h$, es positivo. La máxima disminución de temperatura, en el caso de una temperatura inicial particular, se produce cuando el estrangulamiento se inicia en un estado en la curva de inversión, figura 11/4. En el caso del nitrógeno, por ejemplo, dicho estado está definido por 27°C (80°F) y 375 atm.[1.16] Como la temperatura de un fluido debe reducirse por debajo de su temperatura crítica a fin de que exista como líquido, el proceso de estrangulamiento se debe iniciar a partir de una presión suficientemente elevada para que la temperatura final cumpla este requisito. Cuanto menor sea la temperatura antes del estrangulamiento, menor deberá ser la relación de presión para obtener líquido. Además, la temperatura inicial del fluido tiene que estar por debajo de su máxima temperatura de inversión, lo cual no constituye un problema en casi la mayor parte de los gases, cuyas temperaturas de inversión se encuentran por encima de las temperaturas atmosféricas normales; las únicas excepciones son el $H_2$ (363°R) y el He (~72°R).

## 17.16 EL LICUEFACTOR (O LICUADOR) LINDE

El equipo más simple para licuar gases se muestra en forma esquemática en la figura 17/16. El gas que se procesa se supone limpio. Por ejemplo, el aire atmosférico debe estar libre de $CO_2$, $H_2O$ y otros contaminantes que puedan solidificarse en su camino hacia $F$ (quizá mediante la solidificación en puntos elegidos en su paso). Sigamos tanto el esquema como el diagrama $Ts$. El compresor $A$ (en diversas etapas) recibe el gas en 1 y lo entrega a presión elevada, tal vez hasta unas 200 atm. Si la temperatura de descarga del compresor en 2 es mayor que la del sumidero disponible, un enfriador final la reducirá, idealmente hasta el valor $T_0 = T_C$. El cambiador de calor regenerativo $D$ abate hasta $T_3$ la temperatura del gas comprimido, punto en el cual es estrangulado, por ejemplo, hasta la presión atmosférica en 4. Para una unidad de masa en el estado 3 habrá $y$ unidades de líquido y $x$ unidades de vapor en el estado 4.

Al inicio del proceso, no es posible que se produzca líquido alguno; pero, puesto que la temperatura del gas en 4 es menor que en 3, se hace circular nuevamente a través del sistema 4-$FG$-1. Esta acción enfría el gas que pasa por $C$ hasta 3, que más tarde reducirá $T_4$. Finalmente, el líquido (o sólido, si la temperatura $T_4$ se halla por debajo del punto triple) se produce en $F$ y es retirado con flujo de masa constante, toda la operación se realiza virtualmente en régimen permanente, condición para la cual realizamos los cálculos termodinámicos.

En la resolución real de problemas, podemos elegir entre hacer balances de energía para diversos sistemas en la figura 17/16(a): los compresores, el enfriador final, la válvula de estrangulación $E$, etc. (pero no todas serán ecuaciones independientes). El balance de energía que sigue es para el caso de la región $D$, $E$, $F$, limitada por líneas gruesas, que supuestamente representa un volumen de control adiabático ($\Delta K = 0$, o entalpias de estagnación):

**(a)** $$h_C = yh_H + (1 - y)h_B$$

a partir de lo cual, la masa de líquido por unidad de masa comprimida es

**(b)**
$$y = \frac{h_B - h_C}{h_B - h_H}$$

Si se realizara un cálculo de calor $Q$ para el volumen de control, aparecería en el lado izquierdo de **(a)**, puesto que sería calor que fluye al sistema. El estado en $F$ es 1 atm y la temperatura de saturación de la mezcla de dos fases, de esta manera se fija $h_H$. La temperatura en $C$ es, en el mejor de los casos, la temperatura del sumidero, como también es $T_B$ (que en realidad está unos 5 o más grados por debajo de $T_C$); la presión en $B$ es 1 atm y $h_B$ queda fijada de esta manera. Por lo tanto, la única variable es $h_C$, que es una función de la presión (igual que $T$); la producción de gas líquido por unidad de trabajo se incrementa con el aumento de presión $p_2 \approx p_C$. En el caso del aire, Ruhemann[17.14] informa que a $p_2 = 50$ atm, $W = 2.52$ kW·h/kg; a 100 atm, $W = 1.56$ kW·h/kg; a 200 atm, $W = 1.16$ kW·h/kg de aire líquido.

Una producción incrementada por unidad de trabajo $W$ también se puede obtener empleando la refrigeración por vapor para reducir $T_3$ y, por lo tanto, $h_3 = h_4$. Además, si se introduce la refrigeración, la presión $p_2$ del gas no necesita ser tan alta para obtener líquido, lo cual ahorra trabajo pero no necesariamente el trabajo por unidad de masa de líquido; el trabajo del ciclo de refrigeración puede cargarse a la producción de líquido. Debe haber un mejoramiento neto, porque el ciclo de refrigeración por vapor es básicamente un modo más eficiente de obtener "frío", que los procesos isentálpicos a partir de un estado gaseoso 3. La refrigeración se llevará a cabo después de un enfriamiento regenerativo parcial, seguido por un enfriamiento regenerativo adicional (regenerador $D$, figura 17/16, en dos partes).

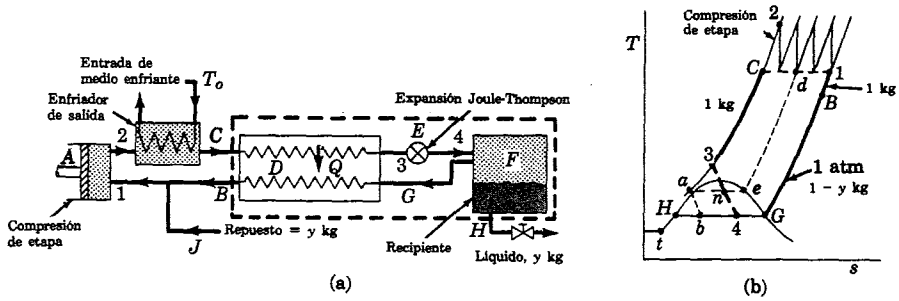



**Fig. 17/16.** *Sistema de licuefacción de gases, tipo Linde.* Este ciclo se modificado algunas veces realizando la refrigeración (mediante otro sistema) sobre la sustancia de trabajo entre $D$ y $E$, a fin de reducir su temperatura antes de su entrada a $E$; por ejemplo, a un estado $a$ en (b) (o bien, de acuerdo con lo indicado por línea fina punteada en el caso de menor presión de compresión). La compresión ideal se considera a veces isotérmica, línea punteada 1-$C$.

Otro medio para reducir el trabajo por unidad de masa de líquido consiste en emplear un sistema Linde modificado, con dos etapas de estrangulación, figura 17/17. La mayor parte del efecto de enfriamiento se logra durante 3-4, con 80% a 90% de vapor que regresa según 5-6, lo que depende de la presión intermedia en $F$, y que necesita ser comprimido únicamente a partir de esta presión intermedia hasta $p_1$; sólo una pequeña parte $(1 - m - y)$ necesita comprimirse a partir de 1 atm.

En la fabricación de $CO_2$ sólido, cuyo estado crítico está definido por 31°C (88°F) y 72.9 atm, se utiliza gran parte del mismo esquema de la figura 17/16(a) quizás una curva de enfriamiento como la de línea punteada, *den*); luego de la estrangulación, cae como nieve $CO_2$(s) en el receptor $F$. El diagrama $Ts$ se verá diferente porque la temperatura final $T_4$ debe estar por debajo de la temperatura del punto triple $T_t$, en la figura 17/16(b),

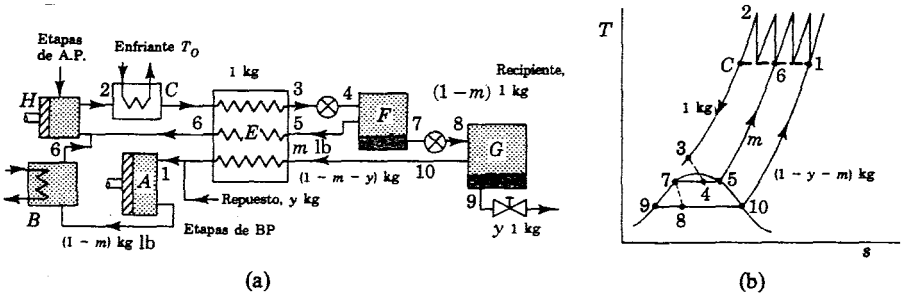



**Fig. 17/17.** *Dos expansiones del tipo Joule-Thomson.* La presión 2-3 en *E* puede ser de unas 200 atm; en *F*, de 20 a 50 atm; en *G*, de 1 atm.

de −69.9°F (ver la figura 3/1). A 1 atm, $t_{sat}$ = 109.3°F. En el lado de alta presión, si parte del enfriamiento se realiza por refrigeración, se obtiene un mayor porcentaje de $CO_2$ sólido. Si se dispone de una temperatura de sumidero menor que 31°C (88°F), el cambio de calor regenerativo no es necesario para la producción de $CO_2$(s), pero sin él la eficiencia se reduce.

## 17.17 LICUEFACTOR (O LICUADOR) DE CLAUDE

Si un expansor, idealmente isentrópico, se introduce en lugar de la válvula de expansión *E*, figura 17/16(a), se obtiene una mayor cantidad de líquido, y el trabajo generado se empleará para ayudar a impulsar el compresor. Tanto expansores de movimiento alternativo como de turbina pueden utilizarse, pero generalmente hay problemas de funcionamiento con las dos fases en la máquina, particularmente en una de pistón. Por este motivo, el expansor *M* recibe parte del fluido en un estado intermedio, tal como *a*, figura 17/18(a), después de un enfriamiento regenerativo parcial en *D*; el gas de *M* se mezcla con el gas *d* que sale de *J*; la mayor cantidad de gas de refrigeración enfría el gas comprimido hasta temperaturas bajas en *e* y 3, que las que de otro modo se obtendrían. Además, la presión más alta puede ser menor de lo que de otra manera sería, pero este cambio no da por resultado necesariamente una mejor eficiencia. Suponiendo una operación con régimen constante, podemos formular balances de energía para varios subsistemas elegidos, por ejemplo, los diversos cambiadores de calor, el receptor *F*, la mezcla en *K*, el expansor, y sobre todo, *DKMJF*. El balance total en forma de: Energía que entra = Energía que sale, en el caso de fronteras adiabáticas es

**(a)** $$h_C = (1 - y)h_B + yh_H + m(h_a - h_b)$$

donde $W_t = m(h_a - h_b)$. Mediante un planteamiento empírico, se ha encontrado que para valores particulares de $p_2$ y $m$, hay cierta $T_a$ a la cual el gas comprimido debe entrar al expansor para lograr una producción máxima.[17.14] En el caso del aire a $p_2$ = 40 atm, entonces $T_a \approx -80$°C, con 80% de aire a través del expansor; con $p_2$ = 200 atm, entonces $T_a \approx$ temperatura ambiente, con 55% de aire en el expansor. El último de estos métodos es el más productivo y, lo que es interesante, se puede eliminar el cambiador *D* (pero se requieren más etapas de compresión).

Con el uso generalizado de los gases licuados, el problema de almacenamiento y transporte tuvo que ser resuelto satisfactoriamente. Un recipiente Dewar, llamado así por su inventor Dewar, es un recipiente de doble pared con un vacío intermedio. Llenando el espacio evacua-

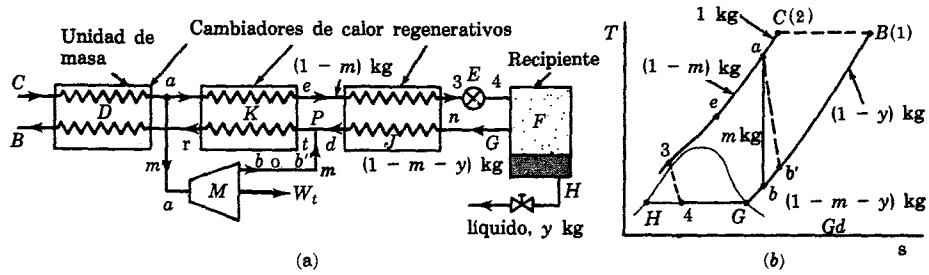



**Fig. 17/18.** *Sistema de licuefacción de gases, tipo Claude.* Los sistemas en que se incluye un expansor, se denominan en esta forma en memoria del investigador francés George Claude, quien fue el primero en utilizarlo. Es posible tener diversas variantes y puede haber más de un expansor. No se indican en la figura varios controles y operaciones de limpieza.

do con un polvo se incrementa su propiedad termoaislante. El denominado "Superinsulation" (Superaislante, nombre comercial) consta de capas alternadas de hojas de aluminio y capas de fibra de vidrio (40 a 80 capas por pulgada) que llenan el espacio al vacío. La película aluminizada Mylar se emplea en forma similar.

## 17.18 TRABAJO MINIMO PARA LA LICUEFACCION DE GASES

Dado un gas en condiciones ambientales, el objetivo básico de licuarlo es enfriarlo hasta que se condense, digamos, a lo largo de la trayectoria 1-*bGH*, figura 17/18. El razonamiento para decidir acerca del trabajo numéricamente mínimo no difiere mucho del que se consideró en §17.2, ecuaciones **(e)** y **(f)**. Se trata de $-\Delta\mathscr{A}_f$ para flujo constante, entalpias de estagnación, o bien,

**(a)** $$W_{rev} = -\Delta\mathscr{A}_f = -[h_H - h_1 - T_0(s_H - s_1)]$$

donde $T_0$ es aproximadamente la misma que $T_1$. La relación $W_{rev}/W'$, donde $W'$ es el trabajo real, es análoga a una eficiencia de máquina motriz, y da una idea acerca de cuán adecuado es el proceso de licuefacción. Como esta relación es muy baja ($\sim 8\%$ para un sistema Linde)[17.14] en los dispositivos tradicionales, existe mucha irreversibilidad y amplias posibilidades de mejoramiento.

## 17.19 COMPRESION POR ETAPAS (VARIOS PASOS)

El análisis de los compresores en el Capítulo 14 se aplica a cada etapa individual en un compresor de pasos múltiples, excepto cuando las ecuaciones son útiles únicamente para un gas ideal; los diagramas *pv* y *Ts* para una compresión de tres etapas se muestran en la figura 17/19. En el caso de un gas imperfecto, se aplican las ecuaciones (4-10), o bien, (4-11); en el caso de las entalpias de estagnación, o bien, $\Delta K \approx 0$,

**(a)** $$W = -\Delta H + Q \quad \text{o bien} \quad W = -\Delta H$$

[PROCESO ADIABATICO]

El trabajo mínimo total del compresor para un gas ideal, con la misma eficiencia de compre-

**(a)** $W = -\Delta H + Q$ or $W = -\Delta H$ [ADIABATICO]

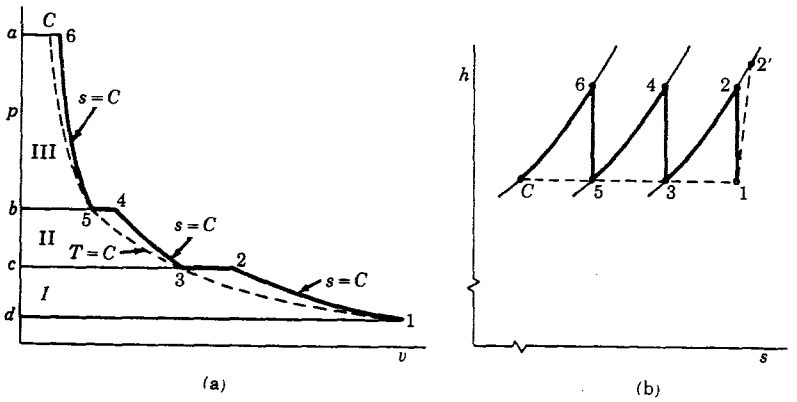



**Fig. 17/19.** *Compresión en tres etapas.* Compresión isentrópica, enfriamiento ideal entre etapas. Si se dispone de un diagrama *hs* a escala, pueden obtenerse por tanteo trabajos iguales de etapa. En el diagrama *pv*, *d*-1 es la aspiración, 2-*c* es la descarga de la etapa I; la succión en la etapa II es según *c*-3, la descarga según 4-6, etc. No se consideran caídas de presión entre las etapas. Solamente la compresión y el interenfriamiento (2-3, 4-5) pueden iniciarse en el plano *Ts* y el enfriamiento 6-*C* que ocurre en el enfriador final.

sión en cada etapa, y con interenfriamiento entre cada una hasta la temperatura original de entrada $T_1$, se produce cuando el trabajo de cada paso es el mismo. Con estas condiciones de frontera y sin disminuciones de presión entre las etapas, la presión intermedia entre dos de ellas para trabajos iguales es $p_i = (p_1 p_4)^{1/2}$, donde $p_1$ es la presión de entrada para la etapa de menor presión, y $p_4$ es la presión de descarga de la etapa de mayor presión, lo cual se aplica a cualesquiera de los dos pasos consecutivos; $p_i = p_2 = p_3$, figura 17/19, para el caso de las etapas I y II; $p_i = p_4$ para las etapas II y III. La ecuación de $p_i$ también se puede escribir $p_i/p_1 = (p_4/p_1)^{1/2}$. Esta relación se puede utilizar como una primera aproximación para presiones intermedias adecuadas cuando el gas no es ideal.

Si la compresión isotérmica se toma como ideal, el trabajo es entonces

**(b)** $$W_T = H_1 - H_C - T_1(s_1 - s_C)$$ [PROCESO ISOTERMICO]

donde los subíndices también están definidos por la figura 17/18; $T_1(s_1 - s_C)$ es el calor. Si se desea un número positivo cámbiense los signos en **(b)**. El trabajo ideal de la ecuación **(b)** se puede convertir en trabajo real mediante una eficiencia de compresión isotérmica $\eta_{cI}$ (en lugar de una adiabática), cuyos valores se pueden obtener a partir de los estudios de ingeniería; $\eta_{cI} = W_T/W'$.

## 17.20 SEPARACION DE MEZCLAS BINARIAS

Como ya mencionamos, entrar en detalles técnicos relacionados con las mezclas está fuera de los alcances de este texto, excepto cuando la mezcla actúa como una sustancia pura. No obstante, una breve ilustración del proceso de rectificación servirá para satisfacer una curiosidad momentánea y explicar un principio empleado en la separación de gases, así como para destacar una vez más una gran área de la termodinámica que se estudia en otros textos.[1.16, 17.14]

Consideremos una mezcla binaria de sustancias $A$ (por ejemplo, $N_2$) y $B$ (por ejemplo, $O_2$), donde $x_1$ es una fracción de A y $1 - x_1$ es una fracción de $B$, como se observa en

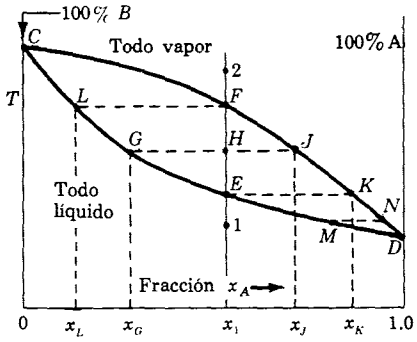



**Fig. 17/20.** *Diagrama temperatura-composición para una mezcla binaria.* Este gráfico puede representar aire, considerado como una mezcla de $O_2$ y $N_2$, o bien, una solución amoniacal $NH_3$-$H_2O$, §17.12; etc. La configuración de las líneas de vapor y líquido para todas las mezclas binarias no se indican en este diagrama.

la figura 17/20 en un diagrama temperatura-composición. Si la temperatura se encuentra por debajo de $T_E$ toda la mezcla es líquida; si está por encima de $T_F$ toda ella es vapor. Si la temperatura se eleva de $T_1$ a $T_H$, siempre con un equilibrio interno, la evaporación comienza en $E$ y la cantidad macroscópica inicial de *vapor* tiene la composición dada por $K$, o bien, $x_K$ del componente más volátil. Puntos de ebullición a 1 atm: $N_2$, 139.6°R; $O_2$, 162.8°R. Observemos que este vapor tiene una fracción mucho mayor de $A$ que el líquido. A la temperatura $T_F$ o $T_2$, toda la mezcla es gaseosa; $T_F$ es el punto de rocío o de condensación (por enfriamiento a una presión constante a partir de 2). La cantidad macroscópica inicial de líquido en condensación en $F$ tiene la composición de $x_L$ de componente $A$ a la temperatura $T_L \approx T_F$; es mucho más rica en componente $B$. A la temperatura $T_H = T_G = T_J$, el vapor $J$, con la composición $x_J$, se encuentra en equilibrio con el líquido $G$ cuya composición es $x_G$ de $A$; $H$ no representa un estado, pero para una mezcla especificada por $x_1$, la temperatura debe tener cierto valor entre $F$ y $E$ a fin de que coexistan el líquido y el vapor. Los estados coexistentes $G$ y $J$ son aquellos en los cuales se equilibran los potenciales químicos $\mu$; $\mu_i = (\partial G/\partial n_i)_{T,p,}$ pues cada componente $i$ debe ser la misma en ambas fases (§5.26). La característica de diversas composiciones de las mezclas de líquido y vapor en equilibrio térmico se utiliza en el proceso de rectificación.

En la figura 17/21, la mezcla de gas comprimido, ya completamente fría (§§17.16 y 17.17), se licua de $C$ a $D$, pasa por la válvula de estrangulación $E$ y luego se dirige hacia la columna principalmente en forma líquida $L_1$. Supongamos por el momento que el vapor que proviene del depósito sin cambio de estado se mezcla con este líquido. Si la temperatura del líquido es, por ejemplo, $T_E$ en la figura 17/20, y la temperatura del vapor es $T_J$, existe una diferencia en potenciales químicos que hace que la composición del *vapor* se desplace hacia $K$, y la composición del *líquido* se mueva hacia $G$. Dejando que este proceso continúe gradualmente conforme el líquido y el vapor se desplazan en corrientes contrarias, el vapor se vuelve gradualmente rico en $A$ ($N_2$ para el aire); pero, en el caso de *aire* líquido en el nivel $P$, figura 17/21, el porcentaje máximo de $N_2$ es 93%, que es la composición de equilibrio del vapor con aire líquido (21% $O_2$, 79% $N_2$) a 1 atm.[17.14] Esta situación la presentan las composiciones de equilibrio $M$ y $N$, figura 17/20. Para obtener $N_2$ más puro, se extiende la columna, figura 17/21, por ejemplo, de $P$ a $Q$. El vapor $V_2$ se puede condensar entonces y regresar a la columna como $L_2$, lo cual recibe el nombre de *reflujo*, que mediante una virtual destilación diferencial entre los niveles $P$ y $Q$, se puede acercar al $N_2$ puro. Existen numerosas complicaciones y muchos procedimientos en uso, que no los indica la figura 17/21. La columna, quizá a una presión mayor que 1 atm, debido a su diseño puede producir $N_2$ puro y $O_2$ (casi) puro; o bien, $O_2$ impuro y $N_2$ puro; o tanto $O_2$ como $N_2$ puros; algunos diseños son tales que los gases atmosféricos en pequeñas cantidades, como el argón, neón, xenón, etc., son retirados en ciertas etapas del funcionamiento. En la aplicación 17.14 se tratan primordialmente la licuación y rectificación del aire.

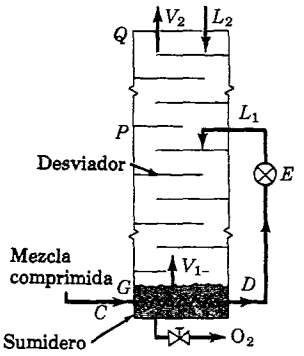



**Fig. 17/21.** *Columna rectificadora.* Las placas separadoras aumentan la interfaz entre líquido y vapor, lo que incrementa por lo mismo su velocidad de interacción.

## 17.21 CONCLUSION

Aunque este capítulo no contiene nuevos conceptos termodinámicos, observamos que existen numerosos fenómenos que es necesario entender para utilizar con éxito los principios. En la aplicación de las ideas presentadas en este capítulo debemos tener en mente que la irreversibilidad, que se mide por el incremento de entropía, de un proceso isentálpico de un líquido es *menor* que la de un vapor. Por lo tanto, debe preferirse la estrangulación de líquidos, cuando se emplea aquella, aun cuando actualmente parece mejor estrangular a partir del estado gaseoso en algunos procesos de licuefacción. En la publicación [0.9] pueden verse las propiedades de diversos refrigerantes.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**17.1** Un sistema de refrigeración que funciona con base en el ciclo de Carnot inverso cede 5 800 kJ/min. Las temperaturas mínima y máxima son 250°K y 345°K, respectivamente. Trazar el diagrama *Ts* y calcular **(a)** la potencia de entrada requerida, **(b)** el tonelaje de refrigeración desarrollado (a razón de 211 kJ/min·Ton), **(c)** la parte disponible del calor cedido para una temperatura de resumidero de 5°C.

**17.2** Un ciclo de Carnot inverso tiene un COP para refrigeración de $\gamma = 4$. (a) ¿Cuánto vale la relación $T_{máx}/T_{mín}$? **(b)** Si el trabajo de entrada es 6 kW, ¿cuál será el máximo efecto de refrigeración, en kJ/min y en Ton (1 Ton = 211 kJ/min)? **(c)** ¿Cuánto valen el c.d.o. (o COP) y el calor entregado si este ciclo se emplea para calentamiento?

*Resp.* **(a)** 1.25, **(b)** 1 440 kJ/min, **(c)** c.d.o. = 5.

**17.3** Se retiran 528 kJ/min de calor de un cuerpo mediante un refrigerador que funciona entre los límites de 244.5 °K y 305.5 °K. Si su coeficiente de funcionamiento es tres cuartos del de un refrigerador de Carnot que trabaja entre los mismos límites de temperatura, calcule **(a)** el calor cedido y **(b)** la potencia de entrada, en kW. **(c)** ¿Cuánto valen el COP y el calor si se emplea este sistema para producir calor?

**17.4** El requerimiento de potencia de un refrigerador de Carnot, para mantener una región de baja temperatura en 238.9°K, es 1.1 kW por Ton. Calcule **(a)** COP, **(b)** $T_2$, y **(c)** el calor cedido. **(d)** Cuando se utiliza este dispositivo para la producción de calor, ¿cuál es su c.d.o. o COP?

*Resp.* **(a)** 3.2, **(b)** 313.3°K, **(d)** 4.2.

**17.5** Un sistema Carnot de refrigeración recibe calor a 272 °K y requiere una potencia de 1.75 kW/Ton. Calcule **(a)** el COP y **(b)** la temperatura a la cual se cede calor. **(c)** Si la temperatura superior en **(b)** se cambia a 311°K, ¿cuál será la potencia de entrada en kW/Ton?

**17.6** Un fabricante de refrigeradores de tipo Carnot tiene opción para variar la temperatura del evaporador $T_1 = 250$°K, o bien, la del condensador $T_2 = 500$°K, en ± 25°K; no se pone restricción alguna a las temperaturas de funcionamiento. Para economizar, ¿qué podríamos recomendar a este fabricante?

**17.7** Se utiliza aire en el sistema básico de un sistema de refrigeración criogénica. El vapor de aire saturado entra al compresor ideal a 3 atm,

y sale a 50 atm para entrar luego al condensador de presión constante. El Nitrógeno a presión en ebullición condensa el aire a 124°K, en cuyo punto es estrangulado hasta la presión del evaporador de 3 atm. Trace el diagrama *Ts*, emplee la B 26, y en el caso de una capacidad de 5 Ton (recuerde que 211 kJ/min = 1 Ton) halle **(a)** la circulación de aire, en kg/min, **(b)** el COP, **(c)** el calor absorbido por el nitrógeno en ebullición, en kJ/min.

*Resp.* **(a)** 9.51 kg/min, **(b)** 1.13, **(c)** 1 991 kJ/min.

**17.8** Demuestre que el COP ($\gamma_h$) de un ciclo inverso utilizado para calentamiento equivale a su COP ($\gamma_c$) cuando se usa para refrigeración, más uno; es decir, $\gamma_h = \gamma_c + 1$.

**17.9** Un sistema de refrigeración criogénica de oxígeno circula 10 kg/min de $O_2$. El compresor recibe vapor de oxígeno saturado a 4 atm y lo descarga a 60 atm, 256°K. El Nitrógeno a presión de ebullición reduce la temperatura del oxígeno a 155°K en el condensador; luego el oxígeno es estrangulado hasta la presión del evaporador de 4 atm. Trace el diagrama *Ts*, emplee la sección B 27 y calcule **(a)** la capacidad en Ton (211 kJ/min = 1 Ton) del sistema de oxígeno, **(b)** el COP, **(c)** la eficiencia del compresor, **(d)** el desplazamiento volumétrico del compresor en lit/min.

**17.10** Suponga que existe un planeta en el que la temperatura ambiental media es de 82°C, y donde se puede utilizar para enfriamiento una temperatura de evaporación de 30°C. Un sistema de compresión de vapor debe diseñarse empleando agua como refrigerante, con vapor saturado a 100°C a la salida del compresor, y con líquido a 95°C ($h_f$ = 395.5 kJ/kg) que entra a la válvula de expansión. Para una capacidad frigorífica de 10 Tons (211 kJ/min·Ton) en un ciclo ideal, determine **(a)** la circulación del refrigerante, **(b)** la potencia requerida, y **(c)** el COP. Con base en el ciclo real, con una eficiencia de compresión de 78% y una eficiencia volumétrica de 75%, calcule **(d)** los kW/Ton, **(e)** $V_D$, y **(f)** la temperatura del vapor proveniente del compresor.

**17.11** Agua para aire acondicionado y para beber es enfriada desde 25°C ($h_f$ = 105 kJ/kg) hasta 10°C ($h_f$ = 42 kJ/kg) por una unidad de refrigeración por vapor de agua; el agua a 25°F entra a una cámara en la cual se mantiene una presión baja mediante eyectores de vapor. Parte del agua que entra se transvapora o "flashea" y el resto se enfría hasta 10°C. Calcule **(a)** la presión mantenida en la cámara de baja presión, **(b)** la masa de agua que se transvapora por kilogramo de agua que entra.

**17.12** Del evaporador de agua de un sistema de refrigeración por vacío se retiran 183.52 m³/min de vapor; el agua caliente entra al evaporador a 17.8°C ($h_f$ = 74.6 kJ/kg) y el agua enfriada sale a 10°C ($h_f$ = 42 kJ/kg, $v_g$ = 106 m³/kg); el líquido de repuesto entra a 17.8°C. Determine la capacidad de refrigeración.

*Resp.* 20 Tons.

**17.13** Un sistema de refrigeración por aire con una capacidad de 10 Tons consta de un compresor centrífugo, un enfriador final y una turbina de aire. La turbina se encuentra conectada directamente al compresor. Ambos procesos, de compresión y de expansión, son adiabáticos irreversibles. En la admisión del compresor, $p_1$ = 82.74 kPa abs., $t_1$ = 21.1°C; a la salida del compresor, $t_{2'}$ = 90°C; en la admisión de la turbina, $p_3$ = 144.79 kPa abs., $t_3$ = 37.8°C; a la salida de la turbina, $t_{4'}$ = 0°C. Trace el diagrama de flujo y el del plano *Ts*; se tienen procesos de flujo constante; $\Delta K = 0$. Obtenga **(a)** la eficiencia del compresor, **(b)** la eficiencia de la turbina, **(c)** el flujo (en masa) de aire, **(d)** la potencia, y **(e)** el COP.

*Resp.* **(a)** 74%, **(b)** 82.4%, **(c)** 99.5 kg/min, **(d)** 51.83 kW, **(e)** 0.678.

**17.14** En un sistema de refrigeración de "aire denso" que funciona con base en un ciclo de Brayton inverso, el aire entra al compresor desde el refrigerador a 344.74 kPa abs., 4.44°C; es comprimido a 1 516.86 kPa abs., donde el aire pasa a través de un cambiador de calor, y enfriado hasta 29.44°C. Luego, el aire pasa a través del expansor, por el refrigerador, y repite el ciclo. La refrigeración deseada es de 10 Tons. **(a)** Determine el COP y la potencia requerida para el funcionamiento. **(b)** Si la eficiencia del compresor y la del expansor es cada una de 78%, calcule el COP y la potencia; $\Delta p \approx 0$ en los procesos de cambio de calor.

*Resp.* **(a)** 1.9, 18.5 kW, **(b)** 0.534, 66 kW.

**17.15** Se va a licuar aire mediante un proceso de Claude, ver la figura 17/18. Se comprime a 50 atm, desde 1 atm, 25°C, llegando a *C* desde el enfriador de salida a $t_c$ = 25°C; $p_F$ = 1 atm. Como primer ensayo suponga que la temperatura en la válvula de expansión es $t_3$ = −154°C, y con ayuda de la sección B 26, se supone que $t_a$ = −90°C, de lo cual se espera que la descarga del expansor contenga poco o ningún líquido; $t_B$ = 20°C; se tienen caídas de presión despreciables en los cambiadores; régimen permanente, flujo constante. **(a)** En el caso de la expansión de una unidad de masa hasta 1 atm, y $\eta_t$ = 75% para el expansor *M*, determine el trabajo adiabático

y la entalpia, así como la temperatura en el escape $b'$. Calcule **(b)** las fracciones de masa $y$ y $m$ ($y$ = fracción de líquido), **(c)** las entalpias y temperaturas de la corriente en $t$ y $r$. Efectúe como comprobación balances de energía para los sistemas que no se emplean en todo lo anterior. *Sugerencia:* Intente primero un balance de energía global y uno para el caso del receptor $F$. Resuelva el problema utilizando las unidades de la sección B 26; convierta luego las respuestas finales a las unidades deseadas.

Resp. **(a)** 18.7, 48.7 cal/g,-192°C; **(b)** 0.152, 0.74; **(c)** −47.8 cal/g, −192°C, −139 cal/g, −139°C.

## UNIDADES TECNICAS

**17.16** Un ciclo de Carnot inverso, que actúa como una bomba térmica, debe suministrar 16 500 Btu/min para calentar a 75°F las habitaciones de un edificio cuando la temperatura exterior es de 60°F. **(a)** Como los procesos son exteriormente reversibles, calcule el valor obtenido de aire atmosférico y la potencia requerida para hacer funcionar el ciclo. **(b)** Si el calentamiento se hace directamente con una resistencia eléctrica, ¿qué energía eléctrica expresada en caballos de fuerza será consumida?

*Resp.* **(a)** 16 037 Btu/min, 10.92 hp; **(b)** 389.

**17.17** En un sistema de refrigeración por compresión de vapor se emplea $SO_2$, el compresor recibe vapor saturado a 20°F (estado 1) y el estado real en la descarga es de 100 psia y 260°F (estado 2'). El $SO_2$ líquido entra a la válvula de expansión a 100°F (estado 3). Para ambos ciclos, ideal y real, trace los diagramas *Ts* y *ph*, y calcule **(a)** los hp/Ton requeridos, **(b)** el COP, **(c)** la eficiencia de compresión $\eta_c$, y **(d)** el flujo de $SO_2$ necesario para una capacidad de 20 Tons. Ver la sección B 36.

*Resp.* **(a)** 1.012, 1.214; **(b)** 4.66, 3.89; **(c)** 83.4%; **(d)** 28.6 lb/min.

**17.18** Suponga que 25 kg/min de vapor de refrigerante Freón 12 a 1.06 kgf/cm$^2$ abs y −23°C entran a un compresor (punto 1), y son comprimidos adiabáticamente hasta 21 kgf/cm$^2$ abs., 110°C. El refrigerante líquido sale del condensador y es admitido a la válvula de expansión saturado a 21 kgf/cm$^2$ abs. Trace los diagramas *TS* y *ph* para el ciclo, utilice la sección B 35, y calcule **(a)** la capacidad en Ton del sistema, **(b)** el COP, **(c)** la eficiencia del compresor, **(d)** el trabajo (o la potencia, en hp).

**17.19** Se desea remplazar un sistema para calentamiento de petróleo que tiene una capacidad calorífica de 90 000 Btu/h (consumo), con un ciclo inverso de $NH_3$ a fin de aprovechar la refrigeración; el sistema existente posee una eficiencia de 80%. Para el ciclo de $NH_3$, la presión del evaporador es de 37.7 psia y la presión en el condensador es de 300 psia; el efecto frigorífico es 431.7 Btu/lb de $NH_3$, y no hay subenfriamiento a la salida del condensador. El $NH_3$ sale del compresor a 340°F; el desplazamiento volumétrico del compresor es 18.63 cfm. Trace los diagramas *TS* y *ph*. Suponga que no hay cambio en los requisitos de calefacción y determine **(a)** la circulación requerida de $NH_3$, basada en la capacidad nominal (salida) del sistema de calentamiento existente, **(b)** la eficiencia del compresor, **(c)** la capacidad frigorífica para el mismo ciclo, **(d)** la eficiencia volumétrica, **(e)** el c.d.o. para calentamiento, **(f)** el c.d.o. para enfriamiento.

*Resp.* **(a)** 2 lb/min, **(b)** 81.5%, **(c)** 4.137 Tons **(d)** 80%, **(e)** 3.57, **(f)** 2.57.

**17.20** Un motor de automóvil con marcha lenta (*idling*) de 1 700 rpm impulsa el compresor de Freón 12 de su acondicionador de aire. El vapor saturado entra al compresor a 1.4 kgf/cm$^2$ abs. y es comprimido hasta 21 kgf/cm$^2$ abs.; no se produce subenfriamiento en el condensador. Para la unidad *ideal* de 4.5 Tons, trace los diagramas *TS* y *ph*, y calcule **(a)** la circulación de freón en kg/min, **(b)** la potencia en hp; **(c)** el COP, **(d)** el calor retirado por el condensador, en kcal/min. **(e)** En el caso real, la eficiencia del compresor es de 80%; determine la temperatura del freón a la descarga del compresor.

**17.21** Freón 12 a 0°F y con 100% de calidad, entra en el lado de succión de un compresor y es descargado a 120 psia. Refrigerante líquido a 80°F entra a la válvula de expansión. Para una circulación de 20 lb/min en un ciclo ideal, trace los diagramas *ph* y *TS* y calcule **(a)** la capacidad frigorífica en Tons, **(b)** la potencia de entrada, en hp, **(c)** el COP, **(d)** la cilindrada del compresor si hay dos cilindros gemelos con $L/D = 1$, $\eta_v = 80\%$, y una velocidad del eje de 450 rpm. **(e)** Desde el punto de vista de un ciclo de calentamiento, halle la capacidad (mismo compresor) y el COP.

*Resp.* **(a)** 5.09 Tons, **(b)** 5.78 hp, **(c)** 4.15, **(d)** 4.6 × 4.6 plg, **(e)** 1 264 Btu/min, 5.15.

**17.22** En un sistema de refrigeración por compresión de vapor circulan 30 kg/min de Freón 12. En la succión del compresor (punto 1) el vapor está saturado a −18°C; en la salida, el freón se encuentra a 28 kgf/cm$^2$ abs., 115°C. El líquido refrigerante entra a la válvula de expansión a 38°C.

Trace el diagrama *TS* y calcule **(a)** la capacidad en Tons, **(b)** la eficiencia de compresión, **(c)** el COP, y **(d)** el calentamiento disponible en kcal/min.

**17.23** **(a)** ¿Cuál es la capacidad de calentamiento de un compresor con cilindros gemelos de 9 × 9 plg, simple acción, que gira a 380 rpm y tiene una eficiencia volumétrica de 85% cuando el amoniaco líquido saturado que proviene del condensador, entra a la válvula de expansión a 85°F y el vapor saturado a 10°F es admitido al compresor para salir a 180 psia? **(b)** Halle la potencia isentrópica del compresor. **(c)** Calcule el COP para calentamiento y para enfriamiento.

*Resp.* **(a)** 16 800 Btu/min, **(b)** 67 hp, **(c)** 5.92, 4.92.

**17.24** En un sistema de refrigeración por compresión de vapor donde se emplea Freón 12, vapor saturado a 12°F entra al compresor y su estado real en la descarga está definido por 160 psia y 150°F. El freón 12 líquido a 100°F entra a la válvula de expansión. El compresor, de doble acción, gira a 300 rpm y posee una eficiencia volumétrica de 80%. **(a)** Para los ciclos ideal y real, halle los coeficientes de funcionamiento y los hp/Ton. Determine **(b)** la eficiencia del compresor, **(c)** la circulación de Freón 12 para una capacidad frigorífica de 50 Tons, **(d)** el diámetro $D$ y la carrera $L$ requeridos en el compresor si $L = D$. **(e)** Calcule el cambio de la disponibilidad de flujo constante a través del compresor para una temperatura de sumidero de 500°R.

*Resp.* **(a)** 1.62 hp/Ton (real), **(b)** 79.8%, **(c)** 211 lb/min, **(d)** 11 × 11 plg, **(e)** 13.3 Btu/lb.

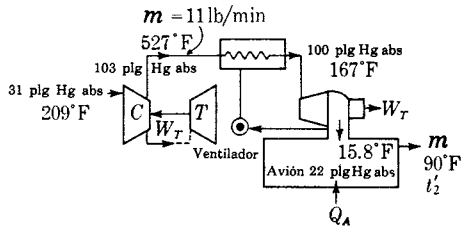
**17.25** En un sistema de refrigeración por vacío de 10 Tons, agua caliente a 56°F entra al evaporador, dentro del cual la temperatura es de 44°F. **(a)** ¿Qué volumen de vapor debe retirarse del evaporador (se desprecia el efecto del agua de repuesto)? ¿Qué volumen de agua de repuesto entra al evaporador a 90°F? **(b)** Si el consumo de vapor del eyector es de 35 lb/h·Ton de vapor saturado a 100 psia, determine el consumo en Btu por Btu de refrigeración.

*Resp.* **(a)** 4 005 cfm, 4 120 cfm; **(b)** 3.465.

**17.26** El eyector de un sistema de refrigeración por vacío mantiene una presión de 0.0125 kgf/cm² abs., en el evaporador de agua. Luego de lograr 100 Tons de refrigeración, el agua regresa al evaporador a 18°C. La masa de fluido en el evaporador permanece constante, en el funcionamiento continuo, y con agua de repuesto a 29°C. ¿Qué volumen de vapor debe retirarse del evaporador cada minuto? Si el consumo de vapor en el eyector es 2.75 kg por kilogramo de refrigerante, determine el consumo de energía y las frigorías por kilocaloría de entrada al eyector; el vapor entra a la tobera a 7 kgf/cm² abs., saturado.

**17.27** En una unidad refrigeradora de una aeronave que emplea el ciclo de aire, 11 lb/min de este fluido a 103 plg Hg abs. y 527°F son extraídas del compresor que sirve al motor de propulsión del aeroplano. El aire pasa luego a través de un cambiador de calor, saliendo a 100 plg Hg abs. y 167°F, punto en el cual se expande a través de una pequeña turbina a 22 plg Hg abs. y 15.8°F. Por último, el aire sale del avión a 90°F. Ver la figura. Calcule **(a)** las Tons de efecto de enfriamiento (refrigeración) con respecto a los 90°F. **(b)** Si el compresor recibe el aire en el estado de estagnación a 31 plg Hg abs. y 209°F, y si una pequeña turbina de aire impulsa un ventilador centrífugo para hacer pasar el aire enfriante a través del cambiador de calor, determine los hp de entrada. **(c)** ¿Cuál es el COP?

*Resp.* **(a)** 0.978 Tons, **(b)** 19.8 hp, **(c)** 0.233.

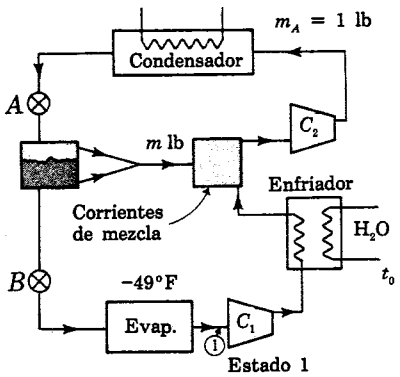



**Problema 17.27**

**17.28** En un sistema de refrigeración ideal de $NH_3$, se emplean dos etapas de compresión con enfriamiento regenerativo entre cada una (ver la figura). Vapor saturado a −49°F entra al compresor de BP, $C_1$, y es descargado a 40 psia en un enfriador con agua circulante que lo enfría a 80°F. En seguida hay un enfriamiento regenerativo hasta el estado 3, $p_3 = 40$ psia, $t_3 = 30$°F, estado en el cual el $NH_3$ entra al compresor de AP, $C_2$, y es comprimido hasta 180 psia; para la regeneración, $m$ lb, incluyendo todo el vapor, son extraídas después de pasar por la primera válvula de expansión $A$. La condensación se produce sin pérdida de presión, con líquidos saturados pasando por las válvulas de expansión. En el caso de los procesos ideales, calcule **(a)** la masa de $NH_3$ que entra al compresor de BP por libra de $NH_3$ que pasa por el condensador, **(b)** el COP, **(c)** la masa de $NH_3$ que circula por el condensador para una refrigeración de 80 Tons, **(d)** el desplazamiento

volumétrico para cada compresor cuando $\eta_v$ = 65%. **(e)** Considere una eficiencia de compresor de 77% para cada uno, y calcule los hp/Ton y el COP real.

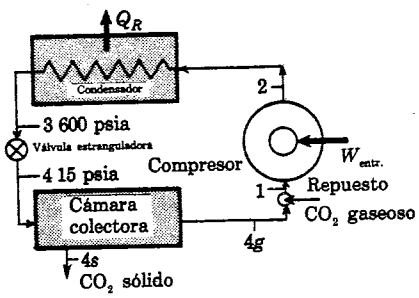
*Resp.* **(a)** 0.8042 lb, **(b)** 2.51, **(c)** 37 lb/min, **(d)** 1 470, 420 cfm, **(e)** 2.44 hp/Ton, 1.932.




Problema 17.28

**17.29** Un sistema que estrangula $CO_2$ líquido saturado a 600 psia hasta 15 psia en la cámara de colección, produce 100 lb/h de hielo seco. Ver la figura. El $CO_2$ de repuesto es suministrado a 15 psia, 75°F. Emplee B 31, del Apéndice, y determine **(a)** la cantidad de $CO_2$ líquido estrangulado por hora, **(b)** la temperatura $t_1$ del gas en la toma del compresor, **(c)** el trabajo de entrada si el compresor es de una sola etapa y tiene una eficiencia adiabática de 85%, **(d)** trabajo de entrada si la compresión se realiza en dos etapas, cada una con 90% de eficiencia y con un enfriamiento a presión constante entre etapas a 150 psia a 50°F.

*Resp.* **(a)** 274 lb/h, **(b)** −25°F, **(c)** 13.05 hp.




Problema 17.29

# 18

# TOBERAS, DIFUSORES Y MEDIDORES DE FLUJO

## 18.1 INTRODUCCION

Considerando la cantidad de problemas relacionados con el flujo o movimiento de un fluido y que hemos encontrado hasta ahora, podemos preguntarnos qué es lo que sucede exactamente en una corriente de fluido. Estos fenómenos se estudian ampliamente en un curso independiente, que tiene el título general de *mecánica de fluidos*. Afortunadamente, la termodinámica y la mecánica de fluidos están muy relacionadas, puesto que ambas se necesitan para la investigación completa de muchos problemas. En este capítulo, nuestro análisis se limitará al caso de flujo unidimensional simple, aplicado en dispositivos de flujo constante y estado estable que controlan o bien, miden el flujo de una sustancia fluida.

## 18.2 ALGUNOS PRINCIPIOS BASICOS

En esta sección presentamos varias formas alternativas de principios con los cuales ya está familiarizado. En la §1.22 se obtuvo la ecuación de continuidad para el flujo constante,

$$\dot{m} = \rho A \mathscr{v} = \text{constante}$$

Tomando logaritmos en esta ecuación, diferenciando el resultado, observando que $d(\ln A) = dA/A$, etc., se obtiene

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dA}{A} + \frac{d\mathscr{v}}{\mathscr{v}} = 0 \qquad \text{(18-1)}$$

[FLUJO CONSTANTE, ESTADO ESTABLE]

Usando el volumen específico $1/v$ en vez de la densidad $\rho$, se tiene $\dot{m} = A\mathscr{v}/v$, lo que conduce a,

$$\frac{dA}{A} + \frac{d\mathscr{v}}{\mathscr{v}} - \frac{dv}{v} = 0 \qquad \text{(18-2A)}$$

En el caso de un fluido incompresible como el agua líquida, $dv = 0$ y así

$$\frac{dA}{A} + \frac{dv}{v} = 0 \qquad \text{[FLUIDO INCOMPRESIBLE]} \tag{18-2B}$$

Al operar de la misma manera en la ecuación del gas ideal, $pv/T = R$, o bien, $p/(\rho T) = R$, obtenemos

$$\frac{dp}{p} + \frac{dv}{v} = \frac{dT}{T} \quad \text{o bien} \quad \frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} = \frac{dT}{T} \qquad \text{[GAS IDEAL]} \tag{18-3}$$

donde $\rho = 1/v$ y $d\rho = -dv/v^2$.

Las ecuaciones para las propiedades de estagnación que ya hemos deducido son:

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{k-1}{2}\mathbf{M}^2 \qquad \frac{T}{T_0} = \frac{2}{2 + (k-1)\mathbf{M}^2} \tag{7-14}$$

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{(k-1)/k} = \left(\frac{v}{v_0}\right)^{k-1} = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{k-1} \qquad [s = C] \tag{7-2, 7-3}$$

$$h_0 = h + K \tag{7-11}$$

El número de Mach es $\mathbf{M} = v/a$, ecuación (7-13), donde $a$ es la velocidad sónica (§18.3).

Como es usual, necesitamos la ley de conservación de la energía. En el caso de flujo constante adiabático, $Q = 0$; trabajo nulo de salida, $W = 0$; y $\Delta P \approx 0$, escribimos

$$h_0 = h_1 + K_1 = h_2 + K_2 \quad \text{o bien} \quad dh + \frac{v\,dv}{\mathbf{k}J} = 0 \tag{18-4}$$

donde $K = v^2/2$, con unidades homogéneas o congruentes. La ecuación (18-4) proviene directamente de la ecuación (4-9). Consideremos la ecuación (4-9D),

$$dQ = du + p\,dv + v\,dp + dK + dP + dW \tag{4-9D}$$

Si el proceso es *reversible*, $du + pdv = dQ$ y estos términos se cancelan. Entonces, si hacemos $W = 0$, $v = 1/\rho$, y $dK = v\,dv$, la ecuación (4-9) se reduce a

$$\frac{dp}{\rho} + v\,dv + g\,dz = 0 \qquad \text{[UNIDADES HOMOGENEAS]} \tag{18-5}$$

que es la ecuación para la unidad de masa que se conoce como "ecuación de Euler para flujo constante". Observe que la ecuación de Bernoulli (4-24) se reduce a esta forma si se expresa en términos de diferenciales. Otra variante de la ecuación de Euler, en la cual

$\Delta P$ es nula o despreciable, es

$$\frac{dp}{\rho} + v_x\, dv_x = 0 \tag{18-6}$$

[UNIDADES HOMOGENEAS]

Desde el punto de vista histórico, las ecuaciones de Euler se dedujeron de principios de la mecánica, pero los resultados obtenidos mediante los procesos de razonamiento más simples de la termodinámica, son igualmente útiles. Si cada término en la ecuación (18-6) se multiplica por $\rho A$, la ecuación se reconoce como una *ecuación de ímpetu o moméntum* para el flujo de masa $\rho A v_x$ y la fuerza $A\ dp$; por tanto, suele denominarse *ecuación de la cantidad de movimiento (c. de mov.)*. Por cierto, note que al integrar los términos de la ecuación (18-5) para un fluido *incomprensible*, obtenemos la ecuación de Bernoulli, §4.18.

A partir de $\dot{m} = \rho A v_x$, se obtiene $\rho v_x = \dot{m}/A$, que, empleada en la ecuación (18-6), da $dp + (\dot{m}/A)dv_x = 0$. La integración para el área constante $A$ resulta en

$$p_1 + \dot{m}v_{x1}/A = p_2 + \dot{m}v_{x2}/A = \text{constante} \tag{18-7}$$

[FLUJO CONSTANTE SIN FRICCION, AREA CONSTANTE]

El principio del impulso y la cantidad de movimiento fue el más adecuado para obtener la fuerza propulsora de un motor de reacción. [Si se reordena (18-7), se la encontrará de nuevo]. De §15.12 se recordará que en el caso de un flujo unidimensional en línea recta horizontal y fuerzas de cuerpo despreciables, los vectores de fuerza y de cantidad de movimiento son colineales; además de que con nulo cambio en el contenido de momentum del volumen de control, la rapidez de variación de la cantidad de movimiento es igual a su valor en la salida menos su valor en la entrada. Si el movimiento es en la dirección $x$, sumamos las componentes en esta dirección y así

$$\Sigma F_x = \dot{m}v_{x2} - \dot{m}v_{x1} = \rho_2 A_2 v_{x2}^2 - \rho_1 A_1 v_{x1}^2 \tag{18-8}$$

## 18.3 VELOCIDAD ACUSTICA

Aunque la velocidad del sonido (***velocidad acústica*** o ***sónica***) proviene de un efecto tridimensional, se obtienen resultados adecuados a partir de un concepto unidimensional en el caso de alteraciones pequeñas. (Las perturbaciones grandes, como serían las ondas de choque, se propagan a una velocidad mucho mayor.) Es necesario algún medio material para la propagación de tales perturbaciones pequeñas, que son ondas de presión, y el medio gaseoso es del que nos ocupamos primordialmente.

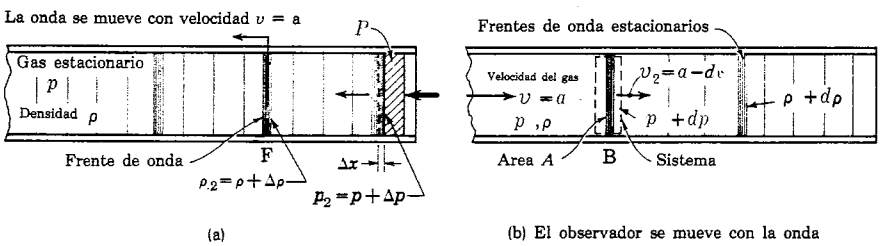



**Fig. 18/1.** *Propagación de una onda.* El pistón $P$ podría ser un diafragma en vibración. La continuidad de masa requiere que $\rho v_x A = (\rho + d\rho)(v_x + dv_x)A$.

En la figura 18/1(*a*), considere que al pistón *P* se le imprime un movimiento leve y repentino $\Delta x$ hacia la izquierda, que inicia un aumento de presión $\Delta p$ en el gas adyacente, ocasionando que una onda de presión comience un movimiento hacia la izquierda, con una velocidad sónica *a*; uno de estos frentes de onda se encuentra en *F*. Un análisis simple se obtiene ahora si imaginamos que la onda es estacionaria y que el gas se mueve hacia la derecha con la velocidad *a*, figura 18/1(b): situación igual a la de un observador (ejes de referencia) que se mueve con la onda en (a). Suponga que la superficie de control en *B* está ligada a la onda, y considere que la perturbación es lo suficientemente pequeña para que, a la derecha de la onda, la presión sea $p + dp$, la denisdad $\rho + d\rho$, y la velocidad $a - dv$. El conducto tiene un área constante y son despreciables las fuerzas cortantes en el fluido. Al aplicar $\Sigma F_x = \dot{m}\,\Delta v_x$ con $\dot{m} = \rho A v = \rho A a$, tenemos

**(a)** $$pA - (p + dp)A = \rho A a[(a - dv) - a]$$

**(b)** $$dp = \rho a\, dv \qquad \text{[SIN FRICCIÓN]}$$

La ecuación de continuidad en este caso se reduce a $\rho v$ = constante, o bien, a

**(c)** $$\rho a = (\rho + d\rho)(a - dv) \qquad \text{o bien} \qquad dv = \frac{a\, d\rho}{\rho}$$

Si comparamos con la ecuación (18-1) y sustituimos este valor de $dv$ en **(b)** obtenemos

**(d)** $$a = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)^{1/2} \qquad \text{[UNIDADES HOMOGENEAS]}$$

Newton fue el primero en llegar a una conclusión equivalente a la de la ecuación **(d)** y supuso que el proceso era isotérmico, pero Laplace[1.1] demostró posteriormente que en una onda sonora ordinaria interviene una compresión que es casi adiabática (principalmente porque son pequeños los gradientes de presión y de temperatura a través de la onda) y la compresión es virtualmente isentrópica. La velocidad acústica en un gas es entonces

(18-9) $$a = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s^{1/2} = \left[-\frac{v}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s\right]^{1/2} = \left(\frac{1}{\rho \varkappa_s}\right)^{1/2} \qquad \text{[UNIDADES HOMOGENEAS]}$$

donde el coeficiente de compresibilidad $\varkappa_s$ es $(\partial v/\partial p)_s/v$, ecuación (11-13), §11.7. En el caso de valores conocidos de $\varkappa_s$, la última forma de la ecuación (18-9) se aplica a los líquidos.*

En el caso de la velocidad del sonido en un gas ideal con *k* constante, empleamos $pv^k = C$, o bien, $p = C\rho^k$. Diferenciando esta última,

**(e)** $$dp = kC\rho^{k-1}\, d\rho = \frac{kp}{\rho}\, d\rho = kpv\, d\rho$$

(18-10) $$a = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s^{1/2} = \left(\frac{kp}{\rho}\right)^{1/2} = (kpv)^{1/2} = (kRT)^{1/2} = \left(\frac{k\bar{R}T}{M}\right)^{1/2}$$

* En un sólido, $a = (E/\rho)^{1/2}$, donde *E* es el módulo de elasticidad y las unidades *deben* ser congruentes.

Tratándose de aire atmosférico a una presión y una temperatura típicas, $a \approx 49\ T^{1/2}$ pie/seg, con $T$ en °R; esto lo podemos comprobar con la ecuación (18-10).

El número de Mach $\mathbf{M} = \mathscr{v}/a$ es ahora un parámetro conveniente; cuando $\mathbf{M} < 1$, se dice que la velocidad correspondiente es *subsónica;* si $\mathbf{M} > 1$, *supersónica* (o bien, *hipersónica,* cuando la velocidad es **M** multiplicado por un número relativamente grande); en el caso de $\mathbf{M} = 1$, la velocidad es *sónica*, y si se encuentra en la proximidad de 1 se habla de una velocidad *transónica.*

### 18.4 Ejemplo: Velocidad acústica

El estado de un fluido determinado es 15 psia (1.034 kgf/cm$^2$ abs.), 250°F (120°C). Calcule la velocidad del sonido en tal sustancia si es (a) aire y (b) agua.

**Solución.** (a) En el caso del aire,

$$a = (kRT)^{0.5} = [(1.4)(53.34)(710)(32.174)]^{0.5}$$

$$= 1\ 306 \text{ pies/seg}$$

O sea, 398 m/seg.

(b) En este estado, el agua es vapor y,

$$a = \left(\frac{1}{\rho K_s}\right)^{0.5}$$

Si empleamos la sección B 15,

$$\rho = 1/v = 1/27.837 = 0.0359 \text{ lb/pie}^3$$

Es decir, 0.5816 kg/m$^3$. Para obtener $K_s$ observemos que la entropía $s$ es básicamente la misma entre el estado dado y el de 20 psia (1.4 kgf/cm$^2$ abs.), 300°F (149°C). Ahora podemos hallar $K_s$ como,

$$K_s = -\frac{1}{v}(\partial v/\partial p)_s = -\frac{1}{(27.837)}\left(\frac{22.356 - 27.837}{20 - 15}\right)_{1.7809}$$

$$= 0.0394$$

De esta manera,

$$a = \left[\frac{(144)(32.174)}{(0.0359)(0.0394)}\right]^{0.5} = 1\ 810 \text{ pies/seg}$$

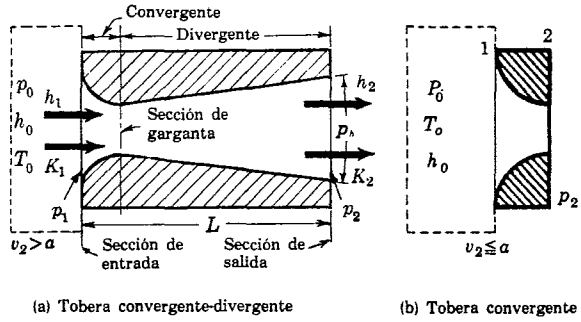
O bien, 551.7 m/seg

## 18.5 FLUJO ISENTROPICO CON AREA VARIABLE

Consideremos el flujo reversible de una sustancia en expansión sin realización de trabajo (en una tobera o *afusor*). Primero obtengamos $\rho = -\mathbf{k}\ dp/(\mathscr{v}d\mathscr{v})$ a partir de la ecuación de cantidad de movimiento (18-6), que se limita a flujo sin fricción; sustituimos este valor en la ecuación de continuidad (18-1), despejando $dA/A$,

$$\frac{dA}{A} = -\frac{v_e dv_e}{-\mathbf{k}(\partial p/d\rho)_s} - \frac{dv_e}{v_e} = \frac{dv_e}{v_e}(\mathbf{M}^2 - 1) \tag{18-11}$$

Sea creciente la velocidad $v_e$, como sucede en una tobera, entonces, el cambio $dv_e$ es positivo. De aquí se concluye que si $\mathbf{M} < 1$ (subsónico), el cambio de área $A$ resulta negativo, ecuación (18-11); o sea, el área debe disminuir. Por otra parte, aún con una velocidad creciente pero con $\mathbf{M} > 1$, el segundo miembro de (18-11) es positivo y el área será creciente en tamaño. En otras palabras, el conducto que confina un flujo isentrópico con una aceleración positiva debe, en primer lugar, converger, y posteriormente diverger, figura 18/2, *cuando la expansión llega a tal punto que la velocidad del flujo es mayor que Mach 1.* Si el proceso de expansión a cierta velocidad igual o *menor que* $\mathbf{M} = 1$, entonces el conducto sólo es convergente, figura 18/3. Como, por la ecuación (18-11), el conducto deja de converger en $\mathbf{M} = 1$, esto se produce en la sección de menor área, denominada ***garganta.***




(a) Tobera convergente-divergente (b) Tobera convergente

**Fig. 18/2.** *Tobera convergente-divergente,* $\mathbf{M}_2 > 1$. La caída de presión por unidad de longitud no es constante. (Vea §18.10.) Un ángulo de apertura $\theta$ que sea demasiado grande da por resultado una turbulencia excesiva.

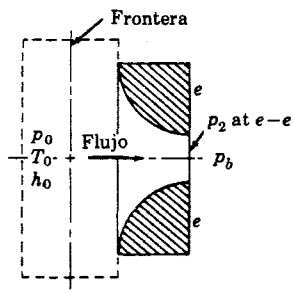



**Fig. 18/3.** *Toberas convergentes,* $\mathbf{M}_2 \leqq 1$. Las toberas convergentes en las turbinas son generalmente conductos en placas metálicas. Vea fig. 18/4.

Si la velocidad es decreciente en lugar de creciente, como acabamos de suponer, el conducto recibe el nombre de *difusor*; para más detalles vea §18.15. Los conductos de velocidad creciente se llaman ***toberas convergentes-divergentes*** y ***toberas convergentes.*** Pueden tener cualquier forma de sección transversal adecuada a su aplicación. Los elementos de la superficie de la porción divergente, figura 18/2, generalmente son rectilíneos (generatrices de cono) por conveniencia de fabricación, pero muchas toberas de cohetes se construyen en forma "de campana" a fin de controlar mejor la expansión. La manera acostumbrada de determinar la dimensión de una tobera convergente-divergente consiste en obtener su área en la garganta, como se explica más adelante, proporcionar una entrada redondeada apropiadamente y elegir una longitud total de tobera $L$, figura 18/2, tal que la apertura de los lados del tramo divergente se encuentre dentro de los límites acordes con la experiencia; $\theta$ es de unos 12° a 15° en las toberas de turbina y llega a ser de 30° a 35° en los cohetes.

## 18.6 FLUJO DE MASA A TRAVES DE UNA TOBERA

Para cualquier sustancia en flujo constante, la intensidad de flujo se calcula a partir de la ecuación de continuidad $\dot{m} = \rho A v$ aplicada a cualquier sección donde se conoce el estado promedio a través de la misma (el estado se supone uniforme en toda la sección). La densidad $\rho = 1/v$, donde las propiedades están dadas por $p$, $T$, $h$, etc., sin subíndices, se puede determinar en el caso de un gas ideal a partir de $\rho = p/(RT)$. Con base en un estado de estagnación inicial, figura 18/2, y de una expansión isentrópica, las propiedades de un gas ideal, en cualquier sección, se calculan con las ecuaciones (7-1), (7-2) y (7-3); es decir,

$$\textbf{(a)} \qquad v = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{1/k} v_0 = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{1/k} \frac{RT_0}{p_0} \qquad \text{y} \qquad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(k-1)/k} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^{k-1}$$

De la ecuación de energía (18-4), tenemos

$$(18\text{-}12) \qquad v = [2\mathbf{k}J(h_0 - h)]^{1/2} = 223.8(h_0 - h)^{1/2} \text{ pie/seg} \quad [2\mathbf{k}J \approx 50\,000]$$

[GAS O VAPOR, $Q = 0$, $W = 0$, $\Delta P = 0$; $s = C$, O BIEN, $s \neq C$]

En el caso de un gas ideal, con calores específicos constantes, empleamos $\Delta h = c_p \Delta T$ y obtenemos, con ayuda de las relaciones de **(a)**,

$$\textbf{(b)} \qquad v = \left[2\mathbf{k}Jc_pT_0\left(1 - \frac{T}{T_0}\right)\right]^{1/2} = \left\{2\mathbf{k}Jc_pT_0\left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(k-1)/k}\right]\right\}^{1/2}$$

[GAS IDEAL, $Q = 0$] [GAS IDEAL, $s = C$]

donde los símbolos comprenden las unidades homogéneas usuales, aplicables a cualquier sección en que el estado está definido por $p$, $T$. La velocidad máxima, utilizada como velocidad de referencia y que se puede alcanzar durante una expansión isentrópica a partir de un estado determinado $T_0$, $p_0$, se produce cuando $p = p_2 = 0$, en el caso de $k$ constante,

$$\textbf{(c)} \qquad v_{\text{máx.}} = (2\mathbf{k}Jc_pT_0)^{1/2} = \left(\frac{2\mathbf{k}kRT_0}{k-1}\right)^{1/2} = a_0\left(\frac{2}{k-1}\right)^{1/2}$$

donde $a_0 = (\mathbf{k}kRT_0)^{1/2}$ es la velocidad sónica en el estado de estagnación $p_0$, $t_0$. Observamos además que el volumen se hace infinito a una presión nula, de lo cual se infiere que el área transversal requerida para el flujo es necesariamente muy grande conforme la presión se aproxima a cero. Note con qué rapidez asciende la gráfica del área en la figura 18/6, a presiones bajas.

Las propiedades en la garganta de una tobera convergente-divergente, donde $\mathbf{M} = 1$, son particularmente significativas, pues tal estado sirve como estado de referencia, aún cuando dichas propiedades no se produzcan durante un proceso. Para distinguir estas propiedades particulares, hacemos uso de un asterisco, como $p^*$, $T^*$, $v^* = a^*$. Sea $\mathbf{M} = 1$

en la ecuación (7-14), que se repite en la §18.2 anterior, y obtenemos $T^*$:

$$T^* = T_0\left(\frac{2}{k+1}\right) \qquad [s = C,\ k = C] \tag{18-13}$$

Luego utilizamos en (18-3) la relación $p$, $T$ de la ecuación **(a)** para obtener

$$p^* = p_0\left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} \tag{18-14}$$

donde $p^*$ recibe el nombre de ***presión crítica.****

Puesto que, como aprendimos de la ecuación (18-11), el área transversal $A$ disminuye hasta un mínimo (en la garganta) y luego se incrementa, el flujo máximo por unidad de área $\dot{m}/A$ se produce en la garganta y es $\dot{m}/A^* = \rho^* \mathscr{v}^*$. Para obtener la velocidad en la citada garganta, en términos del estado de estagnación, sustituimos $T^*/T_0 = 2/(k+1)$, ecuación (18-13), donde $\mathbf{M} = 1$ y $c_p = k(R/J)(k-1)$ en la ecuación **(b)**, quedando así

$$\mathscr{v}^* = a^* = \left(\frac{2\mathbf{k}kRT_0}{k+1}\right)^{1/2} = a_0\left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/2} \tag{d}$$

donde $a^*$ es la velocidad acústica correspondiente al estado en la garganta, y $a_0$ es la que corresponde al estado de estagnación ($R$, en kgf·m/kg·K, por ejemplo). De la ecuación (7-1), $\rho^* = \rho_0(T^*/T_0)^{1/(k-1)}$, con $\rho = p/(RT)$,

$$\rho^* = \rho_0\left(\frac{T^*}{T_0}\right)^{1/(k-1)} = \frac{p_0}{RT_0}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \tag{e}$$

El producto de estos valores de $\rho^*$ y $\mathscr{v}^*$, simplificado, da

$$\frac{\dot{m}}{A^*} = \rho^* \mathscr{v}^* = p_0\left[\frac{k\mathbf{k}}{RT_0}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)}\right]^{1/2} \tag{18-15}$$

que resulta, por ejemplo, en kg/seg·m$^2$ en el caso de $p_0$ en kgf/m$^2$, $R$ en kgf·m/kg·K, $\mathbf{k} = 9.8$ (o bien, 32.2 si se utilizan las unidades inglesas correspondientes); de otro modo, se suprime **k** y empleamos cualquier sistema homogéneo o congruente de unidades. En la ecuación (18-15), $\dot{m}$ se denomina flujo de masa en el caso de ***corriente sofocada.*** Si la presión en la salida de una tobera u otro conducto es menor que la presión crítica evaluada a partir de la ecuación (18-14), entonces la ecuación (18-15) da el flujo de masa determinado por la sección transversal más pequeña $A^*$. *La presión justamente adentro de la sección de una tobera convergente,* figura 18/3, *no caerá por debajo de la presión crítica $p^*$, independientemente de cuán baja sea la presión de los alrededores.*

* Pero vea §3.6. La palabra *crítica* ha sido sobreempleada, pero su uso aquí se ha extendido mucho.

En el caso de una sustancia determinada, la ecuación (18-15) se puede simplificar. Tratándose del aire, la ecuación resultante, conocida como "ecuación de Fliegner", es

(f) $$\dot{m} = \frac{0.532A^* p_0}{T_0^{1/2}} \text{ lb/seg} \qquad [\text{AIRE, } S = C]$$

## 18.7 RELACION DE PRESION CRITICA

El cociente de (presión crítica)/(presión de estagnación) recibe el nombre de ***relación de presión crítica***, $p^*/p_0$, a partir de la ecuación (18-14) en el caso de un gas ideal. Como esta relación no varía mucho de un fluido expansible a otro, las ecuaciones (18-13) y (18-14) se aplican a los gases reales con valores adecuados de $k$. El intervalo de valores de dicha relación se muestra en lo siguiente:

$k = 1.12$: $p^* = 0.58p_0$ vapor húmedo.
$k = 1.2$: $p^* = 0.564p_0$ valor típico para el gas caliente en una tobera de cohete.
$k = 1.3$: $p^* = 0.545p_0$ para vapor sobrecalentado (particularmente en la gama de 200 a 300 psia) y en el caso de vapor sobresaturado.
$k = 1.4$: $p^* = 0.528p_0$ aire y gases diatómicos a temperaturas ordinarias.
$k = 1.67$: $p^* = 0.487p_0$ gases monoatómicos.

## 18.8 CORRECCION POR VELOCIDAD INICIAL

Cuando se toma el estado inicial como el de estagnación, como se hizo anteriormente, la corrección por velocidad inicial está incluida inherentemente. Sin embargo, una ecuación para $\mathscr{e}_2$ se encuentra empleando la ecuación de continuidad para flujo constante (1-17) y la ecuación (18-4) para obtener

(18-16A) $$\mathscr{e}_2 = \left[\frac{2kJ(h_1 - h_2)}{1 - [A_2v_1/(A_1v_2)]^2}\right]^{1/2}$$

[GAS O VAPOR, FLUJO IDEAL O REAL]

donde los estados 1 y 2 se tienen en cualesquiera dos secciones 1 y 2, dondequiera que se tomen. Al comparar la ecuación (18-16 A) con la (18-12), en la cual el flujo se inició a partir de un estado de estagnación, siendo despreciable la velocidad inicial, podemos establecer entonces que la corrección para la velocidad inicial resulta

(18-16B) $$C_f = \left[\frac{1}{1 - \{A_2v_1/(A_1v_2)\}^2}\right]^{0.5}$$

Si la caída de presión es muy pequeña, como en la mayor parte de los medidores de flujo, vea §§18.17-18.20, $v_1 \approx v_2$, y el factor de corrección será,

(18-16C) $$C_f = \left[\frac{1}{1 - (A_2/A_1)^2}\right]^{0.5} \doteq \left[\frac{1}{1 - (D_2/D_1)^4}\right]^{0.5}$$

donde $D_1$ y $D_2$ son los diámetros respectivos.

## 18.9 EFICACIA Y COEFICIENTES DE UNA TOBERA

La eficacia (o eficiencia) de una tobera, definida previamente en las secciones 7.31 y 15.16, es

$$\eta_n \equiv \frac{\Delta K' \text{ real}}{\Delta K_s \text{ ideal}} = \frac{h_1 - h_{2'}}{(h_1 - h_2)_s} \tag{18-17}$$

En las toberas convergentes-divergentes y en las toberas convergentes que producen una expansión considerable, la energía cinética inicial $K_1$ a menudo es despreciable comparada con otras cantidades de energía importantes. En tal caso, la eficacia de una tobera se reduce a $\eta_n = K_{2'}/K_2 = \mathscr{v}_{2'}^2/\mathscr{v}_2^2$, con los estados 2 y 2′ definidos en la figura 18/4 y 18/5. Por lo general, las toberas tienen alta eficiencia, por ejemplo, de 94%, o incluso más en el caso de toberas de eje recto. Las toberas muy pequeñas poseen la más baja eficacia porque la capa límite, donde se produce la mayor fricción de fluido, puede ocupar una porción considerable del conducto; las toberas muy grandes tienen la mayor eficiencia, superior al 99%, en el caso de algunos túneles de viento, porque la fricción de la capa límite se vuelve casi insignificante.[18.1] El ***coeficiente de velocidad*** (o ***coeficiente de la tobera***),

$$\varkappa_v \equiv \frac{\mathscr{v}_{2'}}{\mathscr{v}_2} = \sqrt{\eta_n} \tag{18-18}$$

es otro factor de funcionamiento que se emplea a veces.

El flujo ideal se relaciona con el flujo real a través de una tobera (u otro dispositivo de flujo, como un orificio) mediante un ***coeficiente de gasto*** $\varkappa d$, que se define como

$$\varkappa_d \equiv \frac{\text{Flujo de masa real}}{\text{Flujo de masa isentrópico}} = \frac{\dot{m}'}{\dot{m}} \tag{18-19}$$

El denominador se calcula, en el caso de una tobera ideal, con la misma área transversal mínima y con el estado inicial igual al estado inicial real. Este coeficiente puede calcularse a veces con bastante exactitud a partir de datos anteriores relativos a aparatos similares.

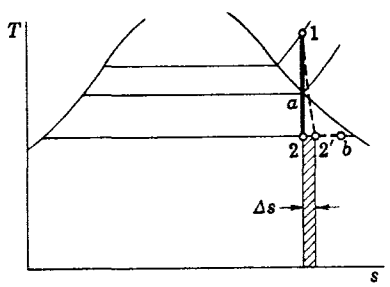



**Fig. 18/4.** *Expansión en equilibrio.*

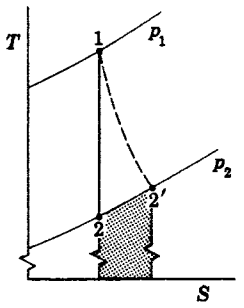



**Fig. 18/5.** *Expansión en equilibrio.*

## 18.10 Ejemplo: Cálculos de diseño elementales y variación de velocidad, volumen específico y área transversal—Gas ideal

A razón de 5 lb/seg, aire en estado de estagnación de 200 psia (14 kgf/cm$^2$ abs.) y 60°F (15°C) se expande a través de una tobera hasta 15 psia (1.06 kgf/cm$^2$ abs.). a) En el caso de una expansión isentrópica, determinar la velocidad, volumen específico y área en la salida y en la garganta. b) Si la eficiencia de la tobera es 95%, calcular la velocidad, temperatura, volumen específico, área de sección y número de Mach, a la salida. c) Repetir los cálculos para diversas presiones corriente abajo durante la expansión isentrópica y trazar las curvas para $A$, $v$ $\dot{m}/A$ y $\mathscr{v}$ en función de la presión.

**Solución.** a) El problema se puede resolver ya sea para las leyes del gas ideal con $k$ constante, o a partir de una tabla de aire. De la sección B 2 para $T_1 = 520$, $p_{r1} = 1.2147$, $h_1 = 124.27$, $v_{r1} = 158.58$; entonces $p_{r2} = p_{r1}\,(p_2/p_1) = 1.2147\ (15/200) = 0.091$. Para esta $p_{r2}$, encontramos $T_2 = 248°\text{R}$ (al valor entero más cercano), $h_2 = 59.16$, $v_{r2} = 1\,003.4$. Además,

$$\textbf{(a)} \qquad T_2 = T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = (520)\left(\frac{15}{200}\right)^{0.4/1.4} = 248°\text{R} \qquad [k = C]$$

lo cual es una comprobación muy aproximada para el intervalo de temperatura; $k \approx C$. Observemos que aun cuando la temperatura es lo bastante baja para efectuar la refrigeración, parte de la energía cinética debe convertirse primero en trabajo porque la temperatura de estagnación no ha cambiado, ecuación (18-4).

De la ecuación de energía (18-12) con $\Delta h = c_p\,\Delta T$,

$$\textbf{(b)} \qquad \mathscr{v}_2 = 223.8\sqrt{(0.24)(520 - 248)} = 1\,808 \text{ pies/seg} \qquad [k = C]$$

$$\textbf{(c)} \qquad \mathscr{v}_2 = 223.8\sqrt{124.27 - 59.16} = 1\,805 \text{ pies/seg} \qquad [\text{TABLA DE GAS}]$$

El volumen específico en el estado 2, figura 18/5, vale

$$\textbf{(d)} \qquad v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{(53.3)(248)}{(15)(144)} = 6.11 \text{ pie}^3/\text{lb} \qquad [k = C]$$

Al igual que antes, $v_2$ a partir de los datos de la tabla de gas, es virtualmente la misma. De la ecuación de continuidad, en el caso de $\dot{m} = 5$ lb/seg, obtenemos el área de salida de

$$\textbf{(e)} \qquad A_2 = \frac{\dot{m}v_2}{\mathscr{v}_2} = \frac{(5)(6.11)}{1\,805} = 0.0169 \text{ pie}^2 = 2.44 \text{ plg}^2$$

En la garganta, $p^* = (0.53)(200) = 106$ psia. Procediendo como antes, obtenemos

$$T^* = 434°\text{R}, \quad \mathscr{v}^* = a^* = 1\,020 \text{ pie/seg} \quad \mathscr{v}^* = 1\,515 \text{ pie}^3/\text{lb} \quad A^* = 1.07 \text{ plg}^2$$

Estos valores están señalados con cursivas en la tabla de la figura 18/6.

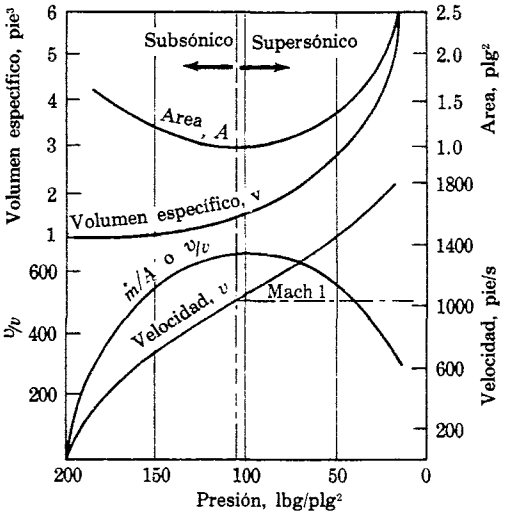



**Fig. 18/6.** *Volumen específico, área y relación $\mathscr{v}/v$ graficados en función de la presión.* Para aire ideal, $s = C$. Los vapores y otros gases que fluyen a través de toberas poseen atributos similares. Observe que la velocidad puede ser alta; la máxima en este caso es 1 805 fps = 550 m/seg = 1 980 km/h. La caída de presión en una tobera con lados rectos no es constante por unidad de longitud de tobera.

| $p_2$, psia | $v_2$ pie$^3$/lb | $v_2$, fps | $A_2$, plg$^2$ | $v_2/v_2 = \dot{m}/A_2, A_2$ pie$^2$ |
|---|---|---|---|---|
| 200 | 0.962 | | | |
| 175 | 1.059 | 483 | 1.578 | 456 |
| 150 | 1.18 | 700 | 1.212 | 593 |
| 125 | 1.346 | 887 | 1.091 | 659 |
| *106* | *1.515* | *1020* | *1.070* | *673* |
| 100 | 1.58 | 1060 | 1.072 | 671 |
| 50 | 2.59 | 1431 | 1.302 | 553 |
| 25 | 4.24 | 1675 | 1.821 | 395 |
| 15 | 6.11 | 1805 | 2.44 | 296 |

b) Para $\eta_n = 95\%$, encontramos que la velocidad y la temperatura de salida reales son:

**(f)** $$\mathscr{v}_{2'} = 223.8\sqrt{(0.95)(0.24)(520 - 248)} = 1\,760 \text{ pie/seg} \qquad [k = C]$$

**(g)** $$\eta_n = 0.95 = \frac{c_p(T_0 - T_{2'})}{c_p(T_0 - T_2)_s} = \frac{520 - T_{2'}}{520 - 248} \qquad [k = C]$$

de lo cual, $T_{2'} = 262°\text{R}$. El volumen específico real a la salida resulta

**(h)** $$v_{2'} = \frac{RT_{2'}}{p_2} = \frac{(53.3)(262)}{(15)(144)} = 6.46 \text{ pie}^3/\text{lb}$$

**(i)** $$A_{2'} = \frac{\dot{m}v_{2'}}{\mathscr{v}_{2'}} = \frac{(5)(6.46)}{1\,760} = 0.01835 \text{ pie}^2 \text{ o bien } 2.64 \text{ plg}^2$$

el área que realmente se necesita para 5 lb/seg. La velocidad acústica local en el estado 2′ y el número de Mach son

**(j)** $$a_{2'} = (\mathbf{k}kRT_{2'})^{1/2} = [(32.2)(1.4)(53.3)(262)]^{1/2} = 793 \text{ pies/seg}$$

**(k)** $$\mathbf{M}_{2'} = \frac{\mathscr{v}_{2'}}{a_{2'}} = \frac{1\,760}{793} = 2.22$$

(c) Los cálculos anteriores para una expansión isentrópica se repiten en el caso de diversas presiones entre $p_1$ y $p_2$ y se grafican los resultados, figura 18/6. Como el flujo es constante, la curva $\dot{m}/A$ llega a un máximo para $A$ mínima, como se concluye en 18.5, y luego disminuye conforme $A$ aumenta. El volumen específico se incrementa con rapidez mayor que la velocidad. A manera de ilustración, supongamos que se desea una expansión hasta $p_2 = 50$ psia, en lugar de una expansión hasta 15 psia. Entonces, el área de salida, tal como se obtiene a partir de la tabulación anterior que corresponde a la figura 18/6, deberá ser 1.302 plg$^2$ en el caso de una expansión isentrópica. La parte de la tobera original que se encuentra más allá de esta área no se utilizaría en absoluto.

**Solución particular.** Las *Tablas de Gas* de Keenan y Kaye contienen diversas tablas diseñadas para reducir los detalles de cálculo correspondientes a diversos problemas de flujo y, por lo tanto, son valiosas para efectuar cálculos repetitivos. Para obtener la mayor ventaja de estas tablas, las ecuaciones empleadas deben disponerse en forma adecuada, algo que se deja básicamente al lector (o para un curso de dinámica de fluidos). Por ejemplo, podría utilizarse la tabla 30 (Keenan y Kaye), que proporcionan ciertos índices o razones para el flujo comprensible isentrópico, en la solución de este ejemplo. Para quienes disponen de tablas completas, los números que aparecen a continuación entre corchetes son los tomados de la tabla. Se entra en ella con (estado de estagnación designado por $p_0$, $T_0$)

**(l)** $$\frac{p_2}{p_0} = \frac{15}{200} = 0.075 \quad \text{además} \quad \frac{p^*}{p_0} = 0.528$$

**(m)** $$\frac{T_2}{T_0} = [0.477] \quad \text{o bien} \quad T_2 = (0.477)(520) = 248°\text{R}$$

**(n)** $$v_0 = \frac{RT_0}{p_0} = \frac{(53.3)(520)}{(200)(144)} = 0.961 \text{ pie}^3/\text{lb}$$

**(o)** $$\frac{v_0}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_0} = [0.1573] \quad \text{o bien} \quad v_2 = 6.11 \text{ pie}^3/\text{lb}$$

**(p)** $\mathscr{v}_2 = 1\,808$ pies/seg y $A_2 = 2.44$ plg$^2$, calculada como antes

**(q)** $$\frac{T^*}{T_0} = [0.833] \quad \text{o bien} \quad T^* = 433°\text{R}$$

**(r)** $$\frac{A_2}{A^*} = [2.274] \quad \text{o bien} \quad A^* = 1.07 \text{ plg}^2$$

## 18.11 Ejemplo: Flujo en equilibrio en una tobera de vapor

El vapor entra a una tobera con velocidad despreciable a 10 bar, 200°C, y fluye a razón de 4.5 kg/seg. Se expande insentrópicamente hasta 0.5 bar. Determine las áreas de garganta y de salida.

**Solución.** El proceso 1-2, figura 18/4, representa la expansión reversible.

$$p^* = (0.545)(10) = 5.45 \text{ bar}$$

Si ubicamos los puntos de estado pertinentes en B 16 (SI) encontramos estas propiedades:

$$h_1 = 2\,874 \text{ kJ/kg} \quad s_1 = 6.79 \text{ kJ/kg K} \qquad v_1 = 0.217 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$h^* = 2\,752 \text{ kJ/kg} \quad s_1^* = s_1 = 6.79 \text{ kJ/kg K} \quad v^* = 0.34 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$h_2 = 2\,360 \text{ kJ/kg} \quad s_2 = s_1 = 6.79 \text{ kJ/kg K} \quad v_2 = 2.70 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Empleando estos datos, obtenemos:

$$v^* = [2(h_1 - h^*)]^{0.5} = [2(2\,874 - 2\,752)(1\,000)]^{0.5} = 493 \text{ m/seg}$$

$$A^* = \dot{m}v^*/\mathscr{v}^* = (4.5)(0.34)/493 = 0.0031 \text{ m}^2 = 31 \text{ cm}^2$$

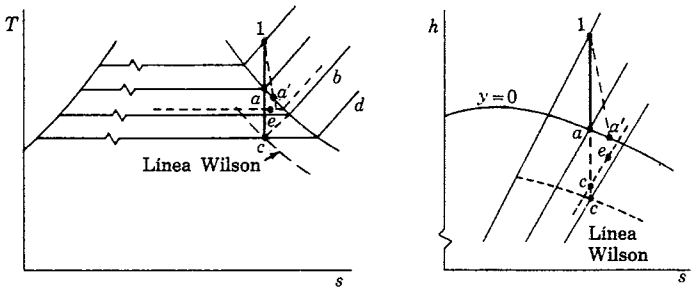
$$\mathscr{v}_2 = [2(h_1 - h_2]^{0.5} = [2(2\,874 - 2\,360)(1\,000)]^{0.5} = 1\,014 \text{ m/seg}$$

$$A_2 = \dot{m}v_2/\mathscr{v}_2 = (4.5)(2.70)/1\,014 = 0.012 \text{ m}^2 = 120 \text{ cm}^2$$

## 18.12 FLUJO SOBRESATURADO

En una expansión real de un vapor (de agua o de otra clase), la condensación no se inicia tan pronto como la presión disminuye hasta un valor que pone el estado de equilibrio en la región húmeda. Es decir, la condensación no empieza inmediatamente después de que se pasa *a* o *a'*, figura 18/7. En el caso del flujo isentrópico no se forman gotas de líquido sino hasta que se alcanza el estado *c*, donde la condensación se produce repentinamente, fenómeno denominado *choque de condensación*. El vapor de agua en estados intermedios entre los representados por *a* y *c* está ***sobresaturado***, en un *estado metaestable* (§ 5.25). Se requiere algo más que una pequeña acción para alcanzar los estados de equilibrio interno a lo largo de *ac*; por ejemplo, una acción tan grande como la inyección de partículas finas de polvo con carga eléctrica en la corriente de vapor, adelante del estado *a* (como sucede al "sembrar" una nube para provocar la lluvia). Con esto no se pretende implicar que se desea dicha acción en la tobera. Debido a que es pequeño el tiempo de flujo de un grupo particular de moléculas a través de una tobera, por ejemplo, menor que 0.001 seg, es de esperar un cierto retraso en la condensación; pero los estados quiescentes de sobresaturación pueden existir por tiempo indefinido. La formación de una gota de líquido es un proceso opuesto a la evaporación de una de tales gotas. En presencia de una gran masa de líquido (y una gota de gran tamaño), existe una mayor atracción molecular por parte de las moléculas vecinas para restringir a una molécula particular en su paso al estado de vapor (donde las trayectorias libres medias son mucho mayores y las fuerzas moleculares, mucho menores). El número de moléculas en una gota diminuta es lo suficientemente pequeño, para que la fuerza de atracción sobre una molécula particular sea tan pequeña que se evaporará a la menor provocación (menor temperatura) que una gota grande. Las gotitas pueden existir, y de hecho lo hacen, en equilibrio con vapor a temperaturas menores que la de saturación correspondiente a la presión. De esta manera, en el fenómeno inverso, se necesita una fuerte provocación para iniciar la formación de una gota, alrededor de ciertos núcleos de condensación. Una vez que la gota comienza a formarse, crece rápidamente.

* Agua muy pura se ha mantenido en un estado metaestable a –42°F (–41.1°C) sin llegar al congelamiento (B.J. Mason, *Scientific American*, Vol. 204, No. 1, pág. 120). Vea también "Super-heated Liquids" (R.C. Reid, *American Scientist*, Vol. 64, No. 2, marzo-abril, 1976, págs. 146-156).




(a) Plano *Ts* (b) Plano *hs*

**Fig. 18/7.** *Representación del flujo sobresaturado* (no a escala).

Volviendo a la figura 18/7, observemos que la presión real en el estado sobresaturado $c$ es un cierto valor $p_b$; pero la presión de saturación correspondiente a la temperatura $t_c$ es $p_d$. La relación de estas presiones $p_b/p_d$ se denomina *grado de sobresaturación* (o *relación de sobresaturación*). El punto $c$, donde las condiciones son las correctas para una condensación repentina, es localizado por la *"línea" Wilson* (una región estrecha). Yellott y Holland[18.5] ubican la línea de Wilson aproximadamente a 60 Btu abajo de la línea de vapor saturado en el diagrama de Mollier; es decir, $ac$ en la figura 18/7(b) es igual a unos 60 Btu (para $\Delta h$).

El proceso de pasar al estado de equilibrio es irreversible, y por lo tanto con entropía creciente, por ejemplo, a cierto estado $e$ después de $c$. Si la expansión continúa luego del estado $e$, se puede suponer razonablemente una fase de equilibrio. Las propiedades del vapor sobresaturado se encuentran en ASME ST. Si no se dispone de dichas tablas, puede utilizarse el procedimiento siguiente. Supongamos que la expansión hasta el punto $c$ sigue la relación $pv^k = C$, donde $k \approx 1.3$ en la región de presiones moderadas (pero $pv \neq RT$). Si $W = 0$ y $\Delta P = 0$ en la ecuación (4-16), § 4.12, e integrado $-\int v\,dp$, obtenemos

$$\Delta K = \frac{\mathscr{v}_2^2 - \mathscr{v}_1^2}{2\mathbf{k}} = \int_1^2 v\,dp = \frac{kp_1v_1}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}\right] \tag{18-20}$$

[VAPOR SOBRESATURADO, VAPOR SOBRECALENTADO, GAS IDEAL]

de donde puede calcularse la velocidad *ideal* ($\mathscr{v}$ en las unidades acostumbradas, por ejemplo m/seg) del vapor sobresaturado (o del vapor sobrecalentado a través de caídas de presión moderadas con valores medios adecuados de $k$). Si la velocidad inicial $\mathscr{v}_1$ es significativa, se emplearán las propiedades de estagnación $p_0$, $v_0$ ($\mathscr{v}_0 = 0$) para $p_1$, $v_1$.

Como el colapso del estado metaestable no se ha observado en la parte convergente de una tobera, sino siempre en la parte divergente, probablemente puede suponerse con seguridad que la sobresaturación, en caso de producirse, persistirá hasta cierto punto más allá de la garganta, aun cuando el sobrecalentamiento inicial sea pequeño o inexistente. El flujo se calcula para la sección de la garganta, puesto que es ahí donde se encuentra limitado (sofocado).

## 18.13 Ejemplo: Flujo sobresaturado

(a) Con base en la sobresaturación, calcular el área de garganta de una tobera para las condiciones dadas en §18.11 ; $p_1 = 160$ psia (11.2 kgf/cm$^2$ abs.), $t_1 = 400$°F (222°C), $p_2 = 10$ psia, (0.7 kgf/cm$^2$ abs.), 10 lb/seg, proceso isentrópico, $\mathscr{v}_1 \approx 0$. (b) Si la eficacia de la tobera es 98%, hallar el flujo

real para el área encontrada en (a) y el coeficiente de descarga.

**Solución.** (a) De §18.11, tenemos: $v_1 = 3.006$ pie$^3$/lb, $p^* = 87$ psia. Entonces

$$\textbf{(a)} \qquad v^* = v_1\left(\frac{p_1}{p^*}\right)^{1/k} = 3.006\left(\frac{160}{87}\right)^{1/1.3} = 4.81 \text{ pie}^3/\text{lb}$$

lo cual, como podemos observar, es menor que en el caso del flujo en equilibrio (4.95 en §18.11). Con base en la ecuación (18-20), obtenemos (el resultado con vapor sobresaturado, a partir de la tabla es casi el mismo)

$$\textbf{(b)} \qquad \mathscr{v}^* = \left\{\frac{(2)(32.2)(160 \times 144)(3.006)(1.3)}{1.3 - 1}\left[1 - \left(\frac{87}{160}\right)^{0.3/1.3}\right]\right\}^{1/2} = 1\,590 \text{ pies/seg}$$

$$\textbf{(c)} \qquad A^* = \frac{mv^*}{\mathscr{v}^*} = \frac{(10)(4.81)(144)}{1\,590} = 4.36 \text{ pulg}^2$$

en el caso de $\dot{m} = 10$ lb/seg. Comparar con 4.47 plg$^2$, de §18.11. La diferencia entre las respuestas hubiera sido mayor si la expansión se hubiese llevado muy por debajo de la línea de vapor saturado.

(b) La velocidad real en la garganta es

$$\textbf{(d)} \qquad \mathscr{v}'^* = (\eta_n)^{1/2}\mathscr{v}^* = (0.98)^{1/2}(1\,590) = 1\,570 \text{ pies/seg}$$

Debido a la fricción, lo cual da por resultado un estado distinto en la garganta, el volumen específico real en ese punto no es exactamente el mismo que el ideal. No obstante, con las altas eficiencias que es probable que se apliquen en el caso de la garganta, la diferencia entre los volúmenes real e ideal será pequeña; de esta manera, sea $v'^* \approx v^* = 4.81$ pie$^3$/lb. Entonces

$$\textbf{(e)} \qquad \dot{m}' = \frac{A^*\mathscr{v}'^*}{v'^*} = \frac{(4.36)(1\,570)}{(144)(4.81)} = 9.88 \text{ lb/seg}$$

$$\textbf{(f)} \qquad \mathscr{x}_d = \frac{\dot{m}'}{\dot{m}} = \frac{9.88}{10} = 98.8\%$$

el coeficiente de gasto, por la ecuación (18-19). (En los casos de baja eficiencia de la tobera empleamos el volumen específico real en la sección para la cual se aplica la eficiencia.)

## 18.14 FLUJO DE TOBERAS CON DISTINTAS RELACIONES DE PRESION

Consideremos una *tobera convergente* con un flujo que va desde $p_0$, $T_0$ hasta cierta región donde la contrapresión es $p_b$, figura 18/3. Si $p_b < p^*$, se tiene flujo sofocado y la presión $p_2$ en la sección de salida es $p_2 = p^*$; sigue siendo $p^*$ conforme la contrapresión aumenta hasta que $p_b$ se hace mayor que $p^*$. En el caso de este régimen de $p_b \leqq p^*$, otras propiedades en la sección de salida, en el caso de flujo isentrópico, también son propiedades críticas; $\mathscr{v}_2 = \mathscr{v}^* = a^*$, $v_2 = v^*$, $T_2 = T^*$, y el flujo está dado por la ecuación (18-15). Si la contrapresión es $p_b > p^*$, la presión de salida será $p_2 = p_b$, efectivamente, y se aplican las ecuaciones que relacionan cualesquiera dos estados 1 y 2 para el flujo en una tobera.

Una *tobera convergente-divergente* está diseñada para manejar una expansión entre ciertos estados específicos $p_0$, $T_0$ y $p_2 < p^*$. Si la contrapresión $p_b$ en la región de descarga es menor que la presión de diseño en la frontera de salida, se produce la llamada ***subexpansión***; luego que la sustancia sale de la tobera existe una expansión libre, y como se desplaza

supersónicamente, se inician ondas complejas de expansión o de choque. No importa cuán baja sea la presión externa, la expansión en una tobera ideal va hasta la presión de diseño $p_2$. (Si la diferencia entre las presiones $p_2$ y $p_b$ es grande este efecto, por supuesto, se dejará sentir en forma significativa dentro de la sección de salida).

Si la contrapresión $p_b$ es mayor que $p_2$, se produce la *sobreexpansión*; es decir, la presión, antes de que la sustancia salga de la tobera será menor que la contrapresión. Dependiendo de la relación de presiones $p_0/p_b$, son diferentes los detalles de los acontecimientos. Observemos la figura 18/8, donde las curvas son para vapor de agua, y se tiene una tobera de 10 plg de longitud diseñada para $p_2/p_0 = 0.2$; $p^*/p_0 = 0.545$, y los rótulos de las curvas representan las relaciones $p_b/p_0$. Si la contrapresión es sólo ligeramente inferior a $p_0$, el conducto actúa como un tubo de Venturi (§ 18.18), similar a *tqr*, figura 18/8. Si, aproximadamente, $p_b/p_0 > 0.82$, la corriente no alcanza la velocidad sónica en la garganta. Si $p_b/p_0 < 0.82$, la velocidad en dicha sección será sónica, aunque en la salida sea subsónica; el flujo es el máximo. Si $p_b/p_0 = 0.77$, la variación de $p_2/p_0$, donde $p_2$ se encuentra en cualquier sección, sigue la curva *nadew*. En el punto *d* de la expansión, existe un frente de onda de choque estacionario a través del cual hay un irreversible y notable incremento de presión, una disminución de la velocidad y, naturalmente, un aumento de la entropía. Esto es lo que ocurre en cada curva donde la porción es casi vertical, como *de*. En caso de las condiciones de diseño, la curva *nadgh*, donde el salto de presión *kg* es el choque de condensación cuando el vapor pasa de la sobresaturación a un estado de (casi) equilibrio bifásico. Observemos que aun cuando la contrapresión es casi tan grande como la presión en la garganta $p^*$ (se indica 0.47), la expansión sigue el cambio de área de la tobera hasta *f*; la presión justo antes del choque casi ha alcanzado la presión de salida del diseño.

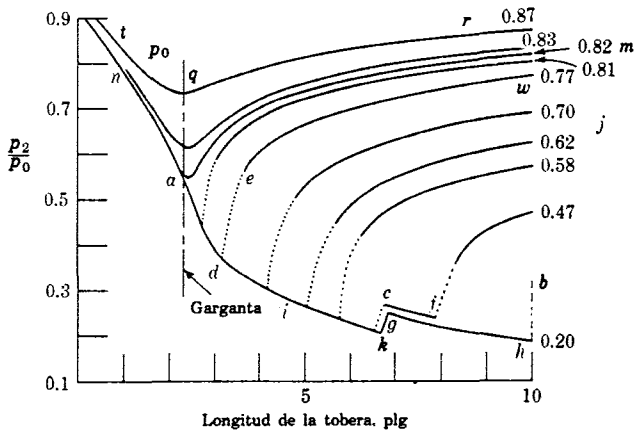



**Fig. 18/8.** *Efecto de presión variable de descarga, tobera convergente-divergente.* Según Binnie y Woods.[18.6]

A fin de ahondar en los acontecimientos descritos, consideremos la corriente en la parte divergente ($\mathbf{M} > 1$) a cierta presión $p_i$, figura 18/8, con una presión, en la sección de salida, igual a $p_j$. Si el flujo en la tobera es isentrópico y la presión aumenta, debe utilizarse parte de la energía cinética para efectuar la compresión; por ello, hay necesariamente una disminución en la velocidad del fluido. Respecto de la ecuación (18-11), $dA/A = (\mathbf{M}^2 - 1)\, dv^2/v^2$ con $s = C$, notamos que con $\Delta v^2$ negativa y $\mathbf{M} > 1$, $\Delta A$ también *debe* ser negativa ($A$ decreciente). Pero, la tobera tiene un área creciente entre $i$ y $j$, entonces se podría concluir que resulta imposible un proceso isentrópico entre $i$ y $j$. Se produce un efecto de choque con los cambios de propiedad mencionados. A cierta contrapresión $p_b$, figura 18/8, hay una onda de choque estacionaria en la sección de salida que hace que

el valor de la presión vuelva a ser el de la contrapresión. Una vez producido el choque, según *de*, figura 18/8, la parte subsecuente de la tobera *actúa como difusor subsónico*. Un gas presentaría las características mencionadas, excepto el choque por condensación, *kg*.

## 18.15 EL DIFUSOR

Como indicamos anteriormente, §§ 7.31 y 15.14, el difusor ideal es el inverso de la tobera ideal. En la figura 18/9(b), a lo largo de la isentrópica, $h_1 + K_1 = h_2 + K_2 = h_{01} = h_{01}$, y el fluido se representa saliendo del difusor con una energía cinética $K_2$. El cambio real de estado 1-2′ es con entropía creciente; el fluido sale con una energía cinética $K_{2'}$. Por lo general, la energía cinética es despreciable, de manera que $K_{2'}$ se ha exagerado en la figura 18/9(b). Si $K_{2'}$ es casi nula, los puntos $a$ y 0′ tienden a coincidir y $h_2 \approx h_0$, como en la figura 18/9(c), donde $K_2$ es la energía cinética que tendría el fluido si saliera del difusor según una isentrópica hasta $p_2$. En el caso de flujo adiabático y $W = 0$, la ecuación (18-12) adaptada al difusor se convierte en

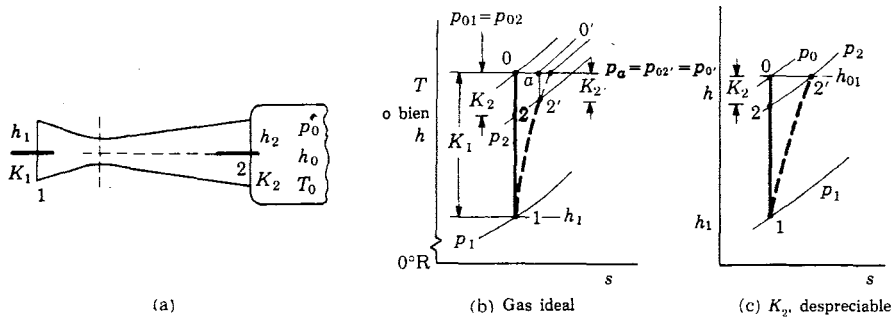



**Fig. 18/9.** *Difusor.* Un difusor convergente-divergente implica que $\mathscr{e}_1$ es supersónica.

**(a)** $$\mathscr{e}_1 = [2\mathbf{k}J(h_0 - h_1)]^{1/2}$$

Por $\int v\,dp = J(h_0 - h_1)$ en el caso de $pv^k = C$ (gas ideal), tenemos

**(b)** $$-\Delta K = \frac{\mathscr{e}_1^2 - \mathscr{e}_2^2}{2\mathbf{k}} = \int_1^2 v\,dp = \frac{kp_2v_2}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{(k-1):k}\right] \qquad [s = C]$$

análoga a la ecuación (18-20) para una tobera. En general, las eficiencias reales de difusor son menores que las de toberas que funcionan entre los mismos estados extremos; en el caso de difusores supersónicos hay problemas de ondas de choque, particularmente en condiciones variables de funcionamiento, como sucede en un motor de reacción supersónico.[18.1] La eficiencia del difusor es, figura 18/9,

(18-21) $$\eta_d \equiv \frac{(h_2 - h_1)_s}{h_2 - h_1} = \frac{(h_2 - h_1)_s}{K_1 - K_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2 - T_1}, \qquad \text{[SIN DIMENSIONES]}$$

[$k$ CONSTANTE]

donde $K_2$, puede ser despreciable. Se observa que el numerador de la eficiencia es el cambio isentrópico de energía cinética.

Los difusores serán divergentes sólo cuando el fluido de entrada se mueve subsónicamen-

te, o bien, en teoría, convergentes-divergentes cuando el fluido entrante se mueve supersónicamente. Por conveniencia, repetimos aquí la ecuación (18-11),

$$\frac{dA}{A} = (\mathbf{M}^2 - 1)\frac{d\mathscr{v}}{\mathscr{v}} \tag{18-11}$$

la cual muestra la forma en que debe variar el área $A$ en el caso del flujo isentrópico. Si $\mathscr{v}$ es decreciente, como en un difusor, el cambio de $\mathscr{v}$ será negativo; entonces, con $\mathbf{M}_1 < 1$, el segundo miembro de (18-11) es positivo, lo cual significa que el cambio de área también es positivo (conducto divergente). Con $\mathbf{M}_1 > 1$, el área debe ser decreciente hasta $\mathbf{M} = 1$, condición de la garganta. Las ecuaciones para las propiedades de un gas ideal en la garganta de una tobera en §18.6, son aplicables a un difusor cuando el proceso es isentrópico; observemos la definición de $p_0$ en la figura 18/9 y por las ecuaciones (7-2) y (18-14). Sea $p^* = Bp_0$, donde $B = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}$ para un gas ideal con $k = C$, a partir de la ecuación (18-14), y comparemos una tobera y un difusor como sigue:

TOBERA ($p_2 < p_1$)

Si $\dfrac{p_2}{p_1} = \dfrac{p_2}{p_0} < \dfrac{p^*}{p_0}$,

entonces $\mathscr{v}_2 >$ (velocidad sónica), tobera convergente-divergente.

Si $\dfrac{p_2}{p_1} = \dfrac{p_2}{p_0} > \dfrac{p^*}{p_0}$

entonces $\mathscr{v}_2 <$ (velocidad sónica), tobera convergente.

DIFUSOR ($p_2 < p_1$)

Si $\dfrac{p_1}{p_2} = \dfrac{p_1}{p_0} < \dfrac{p^*}{p_0}$

entonces $\mathscr{v}_1 >$ (velocidad sónica), difusor convergente-divergente.

Si $\dfrac{p_1}{p_2} = \dfrac{p_1}{p_0} > \dfrac{p^*}{p_0}$

entonces $\mathscr{v}_1 <$ (velocidad sónica), difusor divergente.

El *coeficiente de presión* $\kappa_p$ para los difusores en general está dado por la ecuación (15-12),

$$\kappa_p \equiv \frac{\text{Elevación real de la presión}}{\text{Elevación ideal de presión}} = \frac{p_2 - p_1}{p_0 - p_1} \tag{15-12}$$

con los subíndices definidos en la figura 18/9. Modificando la ecuación de eficiencia (18-21) para el caso de un gas ideal:

$$(h_2 - h_1)_s = c_p T_1\left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) = c_p T_1\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} - 1\right] \tag{c}$$

donde $p_2 = p_{2'}$ = presión final real. Observemos que $T_{2'} = T_0$ y así

$$h_2 - h_1 = c_p(T_0 - T_1) = c_p T_1\left(\frac{k-1}{2}\right)\mathbf{M}_1^2 \tag{d}$$

donde se emplea $T_0$ de la ecuación (7-14). Sustituyendo valores en las ecuaciones **(c)** y **(d)** en (18-21) obtenemos

(e) $$\eta_d = \frac{(p_2/p_1)^{(k-1)/k} - 1}{\frac{k-1}{2}M_1^2} \qquad \text{[GAS IDEAL]}$$

Un ejemplo del uso de una tobera y un difusor en un aparato es el eyector, figura p/13 del Prológo. En la práctica la mayor parte de los difusores son subsónicos.

### 18.16. Ejemplo: Difusor

El aire entra a un difusor a 600°R (333 K) y 15 psia (1.06 kgf/cm$^2$ abs.). Si la presión de salida debe ser de 41 psia (2.9 kgf/cm$^2$ abs.) con una eficacia en el difusor del 80%, determinar la velocidad inicial, el número de Mach y el coeficiente de presión. El estado final es virtualmente la estagnación. Sea $k = 1.4$, una constante.

**Solución.** En la figura 18/9, $p_2 = p_{2'} = 41$ psia. De esta manera,

(a) $$T_2 = T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 600\left(\frac{41}{15}\right)^{0.286} = 800°\text{R}$$

(b) $$\eta_d = \frac{T_2 - T_1}{T_{2'} - T_1}\ 0.80 = \frac{800 - 600}{T_{2'} - 600} \quad \text{o bien} \quad T_{2'} = T_0 = 850°\text{R}$$

(c) $$K_1 = \frac{\mathscr{v}_1^2}{2kJ} = c_p(T_{2'} - T_1) = 0.24(850 - 600)$$

a partir de lo cual $\mathscr{v}_1 = 1\,728$ pies/seg.

(d) $$a_1 = (kkRT_1)^{1/2} = [(32.2)(1.4)(53.3)(600)]^{1/2} = 1\,200 \text{ pies/seg}$$

que da $\mathbf{M}_1 = 1\,728/1\,200 = 1.44$. La presión $p_0$ a lo largo de 1-0 es

(e) $$p_0 = p_1\left(\frac{T_{2'}}{T_1}\right)^{k/(k-1)} = 15\left(\frac{850}{600}\right)^{3.5} = 51 \text{ psia}$$

(f) $$\mathbf{x}_p = \frac{p_2 - p_1}{p_0 - p_1} = \frac{41 - 15}{51 - 15} = 0.722$$

## 18.17 ECUACIONES APROXIMADAS PARA UN PEQUEÑO CAMBIO DE PRESION

Cuando la caída de presión es pequeña, como sucede en los aparatos de medición de flujo (y en algunas otras partes) y $p_2$ es casi igual a $p_0$ ó $p_1$, es difícil obtener exactamente la evaluación de $(p_2/p_0)^{(k-1)/k}$. El teorema del binomio,

$$(a + b)^n = a^n + na^{n-1}b + \frac{n(n-1)}{2!}a^{n-2}b^2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{3!}a^{n-3}b^3 + \cdots$$

* Pero la tabla 25, *Tablas de Gas*, ayuda al respecto.

se puede utilizar, después de sumar y restar 1, como sigue:

$$\textbf{(a)} \qquad \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{(k-1)/k} = \left(1 + \frac{p_2}{p_0} - 1\right)^{(k-1)/k} = \left(1 + \frac{p_2 - p_0}{p_0}\right)^{(k-1)/k}$$

Empleamos los primeros tres términos del teorema binomial, en el cual notamos que $a = 1$, $b = (p_2 - p_0)/p_0$ y $n = (k - 1)/k$; se sustituye el valor resultante de $(p_2/p_0)^{(k-1)/k}$ en la segunda parte de la ecuación **(b)**, §18.5, y así obtenemos

$$\textbf{(b)} \qquad \mathscr{v}_2 = \left\{2\mathbf{k}RT_0\left[\frac{p_0 - p_2}{p_0} + \frac{1}{2k}\left(\frac{p_0 - p_2}{p_0}\right)^2\right]\right\}^{1/2}$$

(en m/seg, por ejemplo) que es lo bastante exacta cuando $p_2 > 0.85\ p_0$. Si la caída de presión es del orden del 1% de la presión inicial o menor, se obtiene una excelente exactitud empleando sólo el primer término entre los corchetes; a saber,

$$\textbf{(c)} \qquad \mathscr{v}_2 = \left[2\mathbf{k}RT_0\left(\frac{p_0 - p_2}{p_0}\right)\right]^{1/2} = [2\mathbf{k}v_0(p_0 - p_2)]^{1/2}$$

La ecuación de energía en flujo constante nos proporciona el mismo resultado que la ecuación **(c)** en el caso de flujo sin fricción cuando $\mathscr{v} = C$ (exactamente), $\Delta u = 0$, $Q = 0$, $W = 0$, $\Delta P = 0$. Por lo general, en los casos que estas ecuaciones aproximadas resultan ser apropiadas, el efecto de la velocidad inicial debe incluirse al utilizar las propiedades de estagnación como se muestra, o bien, con un factor de corrección de la velocidad inicial, ecuación (18-16).

## 18.18 EL TUBO DE VENTURI

Como sucede con el empleo de cualquier aparato de medición, es necesario conocer detalladamente las características del mismo.[18.22, 18.23] Las siguientes breves explicaciones sirven para indicar los principios considerados. Básicamente, el método consiste en determinar la velocidad de flujo midiendo un cambio de presión y calcular luego el flujo de masa a partir de la ecuación de continuidad, $\dot{m} = \rho A\mathscr{v}$; se agrega, por supuesto, la modificación necesaria mediante factores de experiencia, tales como un coeficiente de gasto.

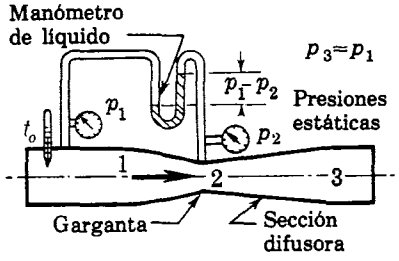



**Fig. 18/10.** *Tubo de Venturi.* Los manómetros aquí esquematizados generalmente no se instalan como se muestra. En lugar de una sola perforación o agujero en el tubo para cada toma, como se indica, es mejor realizar cierto número de ellas alrededor de las circunferencias en 1 y en 2, lo cual constituye una disposición anular denominada "anillo pizométrico".

Un *tubo de Venturi* (o simplemente, un *venturi*) es una combinación de una tobera simple (o afusor) 1-2 y un difusor 2-3, figura 18/10. Se instala como parte de un conducto o tubería. En cualquier caso, el flujo se considera como una entalpia constante de estagnación. Cuando la caída de presión de 1 a 2 es pequeña, la expansión del gas se puede calcular

en forma aproximada como si fuese un fluido incompresible; en caso contrario, $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$ tratándose de un gas ideal. Comúnmente, el cambio de velocidad es lo sufcientemente pequeño, de modo que la energía cinética inicial queda incluida (o bien, se hace la corrección necesaria); de esta manera,

**(a)** $K_2 = K_1 + h_1 - h_2 = h_{01} - h_2$ o bien $\mathscr{v}_2 = [\mathscr{v}_1^2 + 2\mathbf{k}Jc_p(T_1 - T_2)]^{1/2}$ [GAS IDEAL]

Para el caso de un flujo incompresible, o bien, para una pequeña caída de presión en un gas, durante la cual $v \approx C$, de la ecuación (4-16) tenemos, $\int -v\,dp = \Delta K$,

**(b)** $\mathscr{v}_2 = [\mathscr{v}_1^2 + 2\mathbf{k}v(p_1 - p_2)]^{1/2}$ o bien $\mathscr{v}_2 = [2\mathbf{k}v(p_0 - p_2)]^{1/2}$

en donde $\mathscr{v}_1$ se puede eliminar si usamos la ecuación de continuidad $\rho_1 A_1 \mathscr{v}_1 = \rho_2 A_2 \mathscr{v}_2$; los subíndices son como se define en la figura 18/10, y los detalles aparecen en la siguiente sección. Para una cierta área $A_2$ y conocida $\mathscr{v}_2$, el flujo se puede obtener ahora a partir de $\dot{m} = A\mathscr{v}/v$.

### 18.19 Ejemplo: Tubo de Venturi

Un venturi de 3 × 1½ plg, cuyo coeficiente de gasto es $\eta_d = 0.98$, se usa para medir el flujo de aire en un tubo de 3 plg DI. El barómetro indica 30.05 plg Hg; la temperatura ambiente es 96°F (556°R). La temperatura del aire que fluye en el tubo es 114°F (574°R) y su presión estática (manométrica) es $p_1 = 3.9$ plg $H_2O$ (0.1408 psig). La caída de presión en el venturi es $-\Delta p = p_1 - p_2 = 11.4$ plg $H_20$, figura 18/10. (a) ¿Cuánto vale el flujo de aire en cfm? (b) Calcular la presión dinámica (por la velocidad) y la presión de estagnación adelante del tubo de Venturi. Suponga que las lecturas del manómetro de líquido indican temperatura estándar para fines de conversión.

**Solución.** Se emplean los factores de conversión de B 38. La presión atmosférica es (30.05)(13.6 plg $H_2O$/plg Hg) = 408.7 plg $H_2O = p_a$; $p_1 = 408.7 + 3.9 = 412.6$ plg $H_2O$, o bien, (412.6)(0.0361) = 14.89 psia; $T_1 = 114 + 460 = 574$°R.

**(a)** $$v_2 \approx v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{(53.3)(114 + 460)}{(14.89)(144)} = 14.27 \text{ pie}^3/\text{lb}$$

En el caso de $v_2 = v_1$, de $A_1\mathscr{v}_1/v_1 = A_2\mathscr{v}_2/v_2$ obtenemos $\mathscr{v}_1 = A_2\mathscr{v}_2/A_1 = \mathscr{v}_2\,(D_2/D_1)^2$. Si adaptamos la ecuación **(b)** §18.17, a los estados 1 y 2 con $\mathscr{v}_1^2$ incluido en el radical, y si hacemos uso del anterior valor de $\mathscr{v}_1$ para eliminarlo tenemos

**(b)**
$$\mathscr{v}_2 = \left\{\frac{2\mathbf{k}RT_1}{1 - (A_2/A_1)^2}\left[\frac{p_1 - p_2}{p_1} + \frac{1}{2k}\left(\frac{p_1 - p_2}{p_1}\right)^2\right]\right\}^{1/2}$$

$$= \left\{\frac{(2)(32.2)(53.3)(574)}{1 - (1.5/3)^4}\left[\frac{11.4}{412.6} + \frac{1}{2.8}\left(\frac{11.4}{412.6}\right)^2\right]\right\}^{1/2} = 242 \text{ pies/seg}$$

**(c)** $$\dot{m}' = \eta_d \dot{m} = \frac{\eta_d A_2 \mathscr{v}_2}{v_2} = \frac{(0.98)(\pi\ 1.5^2)(242)}{(4)(114)(14.27)} = 0.204 \text{ lb/seg}$$

**(d)** $$\dot{V}_1 = \frac{\dot{m}' RT_1}{p_1} = \frac{(0.204)(60)(53.3)(574)}{(14.89)(144)} = 175 \text{ cfm}$$

(b) Una velocidad media del aire en la tubería es

$$\text{(e)} \qquad \mathscr{v}_1 = \frac{\dot{m}' v_1}{A_1} = \frac{(0.204)(14.27)(144)}{\pi 9/4} = 59.3 \text{ pies/seg}$$

Si aplicamos la ecuación (c), §18.17, a los estados 0 y 1 resulta

$$\text{(f)} \qquad \mathscr{v}_1 = [2\mathbf{k} v_0 (p_0 - p_1)]^{1/2}$$

Para lograr esta forma particular también se utiliza $c_p = kR/(k-1)$ y $p_0 v_0 = RT_0$.

$$\text{(g)} \qquad p_0 - p_1 = \frac{\mathscr{v}_1^2}{2\mathbf{k} v_0} = \frac{59.3^2}{(64.4)(14.27)(144)(0.0361)} = 0.736 \text{ pulg } H_2O$$

que es la presión dinámica. La presión de estagnación es

$$p_0 = p_1 + (p_0 - p_1) = 14.89 + (0.736)(0.0361) \approx 14.916 \text{ psia.}$$

## 18.20 TOBERA, ORIFICIO Y TUBO DE PITOT PARA MEDICION

Una tobera de flujo o medición es una de tipo convergente instalada en una tubería con tomas para obtener lecturas de presión y temperatura, figura 18/11. Si el diámetro de la tobera en 2 es $D_2 > 0.22D_1$, lo cual es muy común, deberá incluirse el efecto de la velocidad inicial. Los coeficientes de gasto $\eta_d$ son bastante elevados, 96-99%.

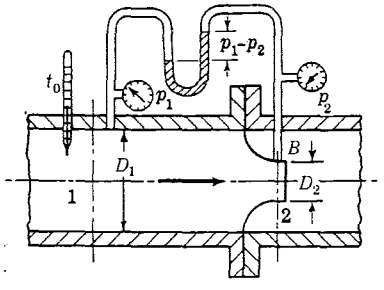



**Fig. 18/11.** *Tobera medidora de flujo.* Cuando las toberas utilizadas se ajustan a las especificaciones de la ASME [18.22] y [18.23] se obtienen ventajas, porque se dispone de coeficientes de experiencia adecuados, inclusive un factor de corrección por la velocidad inicial. Esto también es cierto en el caso de otros dispositivos para medición de flujo.

Generalmente un orificio consiste en una perforación en una lámina delgada, figura 18/12, en ocasiones recibe el nombre de ***orificio en placa delgada***. Luego que la corriente sale del orificio, se contrae en su área transversal hasta alcanzar un área mínima en una sección denominada ***vena contracta***, figura 18/12(a). En cierta sección corriente abajo, el flujo vuelve a llenar el tubo a una presión ligeramente menor que la existente delante del orificio, aun cuando haya una mayor caída de presión a través del mismo, con la presión mínima en la vena contracta. La toma corriente abajo no se localiza necesariamente como se indica en la figura 18/12(a), en la vena contracta, cuya ubicación es variable, pero en general resulta función del diámetro del tubo y de la relación de diámetros. Los coeficientes de gasto establecidos son bajos porque incluyen el efecto de contracción del chorro hasta la vena contracta, en un grado del orden del 40%.

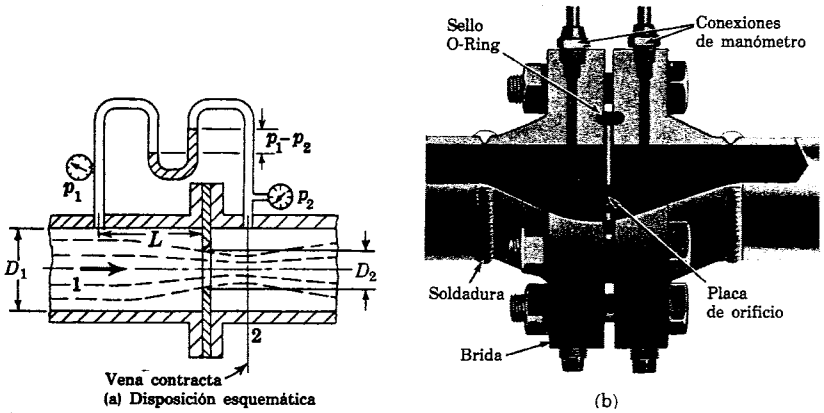



**Fig. 18/12.** *Orificios.* En general, la distancia $L$, en (a), debe ser, preferentemente, por lo menos igual a un diámetro de tubería. No obstante, existen varias localizaciones especificadas de tomas para conexión de manómetros; una de ellas se presenta en (b).

El tubo de Pitot, figura 18/13, apunta hacia la corriente de gas o de líquido; la corriente se detiene o queda en reposo frente a 0. El cambio de estado ideal en el caso de un fluido compresible es isentrópico, como resultado de lo cual las propiedades en tal punto 0 son propiedades de estagnación (lo cual resulta casi cierto en el caso de una velocidad moderada del gas). En este contexto, la presión $p_0$ se conoce también como ***presión total*** o ***presión de impacto***, términos que se aplican cuando hay irreversibilidad. En una abertura con su plano paralelo a la dirección de la corriente, como en $N$ y $E$, se experimenta la llamada ***presión estática*** $p_2$ (independientemente de la velocidad). De igual modo, un termométro estacionario en la corriente registra la temperatura de estagnación $t_0$, en forma ideal. Varias lecturas de la diferencia de presión $p_0 - p_2$ se realizan según un diámetro, y el recorrido se efectúa de manera específica para evaluar en forma normalizada la velocidad media. Si la velocidad es baja, como suele serlo, el cambio de presión resulta pequeño, y esto trae como consecuencia que el volumen se puede considerar constante; es decir, como si el fluido fuese incompresible. Ver §4.18. La ecuación aplicable la podemos encontrar ahora mediante uno de varios planteamientos; por ejemplo la ecuación **(b)**, §18.18.

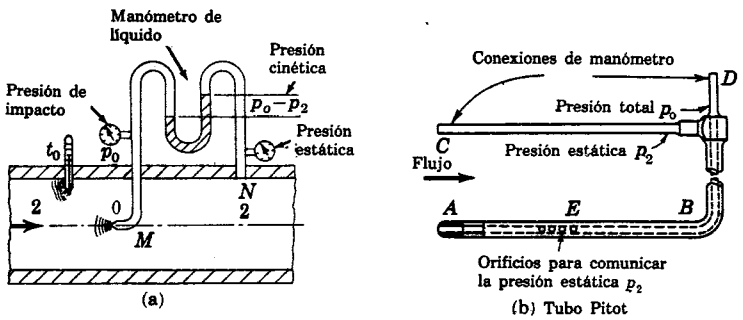



**Fig. 18/13.** *Tubo de Pitot.* La disposición en (a) es esquemática. El medidor de Pitot mostrado en (b) consta de dos tubos coaxiales (o concéntricos); el interior está abierto en $A$, donde se tiene la presión de impacto $p_0$; el exterior posee aberturas laterales $E$, de plano paralelo a la corriente, y está expuesto a la presión estática $p_2$. La parte $AB$ va dentro de la tubería, y las partes $C$ y $D$ se tienen fuera de la misma para conectar los manómetros.

## 18.21 CONCLUSION

Aun algo tan sencillo como la corriente de un fluido en conductos subsónicos o supersónicos con área constante, origina muchas preguntas que no se consideran aquí. Además, ciertos detalles del flujo por los álabes de una turbina, que es inevitablemente parte del estudio termodinámico de los acontecimientos internos en esa máquina, no se tratan debido a las limitaciones de espacio en el presente texto.

Es oportuno ahora un recordatorio acerca del empleo de la presión crítica $p^*$. El primer paso en la resolución de un problema de toberas consiste en calcular $p^*$; vea §§18.6, 18.7. En seguida se compara este valor de $p^*$ con la presión dada de salida de la tobera. Si ambas son iguales, la tobera es convergente y la sección de garganta $a^*$ es la salida. Si la presión de salida fuera mayor que $p^*$ (como se calculó), la expansión del fluido nunca llegará a la presión crítica; por tanto, la tobera es convergente pero $a^*$ nunca se alcanza. Si la presión de salida fuera menor que $p^*$, la expansión del fluido habría pasado por $p^*$ y la tobera sería convergente-divergente, con una sección mínima $a^*$.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**18.1** Demuestre que para una corriente de gas, la relación entre su temperatura de estagnación $T_0$ y su temperatura de flujo $T$ está dada por $T_0/T = 1 + M^2\,(k - 1)/2$, donde $k$ es la relación $c_p/c_v$ para el gas y $M$ es su velocidad expresada como número de Mach.

**18.2** Deduzca la ecuación de Bernoulli para un flujo sin fricción e incompresible, partiendo de la ecuación de energía para flujo constante: $Q = \Delta P + \Delta K + \Delta u + \Delta(pv) + W$. Formule todos los supuestos.

**18.3** La ecuación de Euler para flujo constante está expresada por $dp/\rho + v\,dv + g\,dz = 0$. **(a)** Demuestre que ésta es una forma de la ecuación de Bernoulli. **(b)** Evidencie también cómo se puede convertir fácilmente la ecuación de Euler en la ecuación de cantidad de movimiento. Establezca todas las suposiciones.

**18.4.** Pruebe que la fuerza de reacción $F$ de un fluido incompresible, sometido a un flujo reversible a través de una tobera convergente, es $F = 2A_t(p_0 - p_t)$, donde $A_t$ = área de garganta, $p_0$ = presión de estagnación y $p_t$ = presión en la garganta.

**18.5** El oxígeno a 172.37 kPa abs. fluye por un tubo. La presión y la temperatura del $O_2$ en el vértice frontal de un objeto estacionario pequeño colocado en la corriente, son 193.05 kPa abs. y 65.6°C, respectivamente. Calcule la velocidad.

*Resp.* 141 m/seg

**18.6** Dos depósitos de agua se hallan conectados por medio de una tubería subterránea; la superficie libre en uno de ellos está 10 m por encima de la del otro. Para un flujo de 0.6 $m^3$/seg a través del tubo, calcule las pérdidas en N·m/kg.

**18.7** Un parámetro útil para el trabajo realizado por un fluido (según se considera en mecánica de fluidos) es $T/T^*$, donde $T$ es la temperatura en cualquier sección de la corriente, y $T^*$, la temperatura a Mach 1. Demuestre que es igual a

$$\frac{T}{T^*} = \frac{(k + 1)/2}{1 + \mathbf{M}^2(k - 1)/2}$$

**18.8** Igual que el problema **18.7**, excepto que el parámetro es $p/p^*$; demuestre asimismo que

$$\frac{p}{p^*} = \frac{1}{\mathbf{M}}\left[\frac{(k + 1)/2}{1 + \mathbf{M}(k - 1)/2}\right]^{1/2}$$

**18.9** Una reacción química produce 113.4 kg/seg de propulsante en un motor cohete. ¿Qué velocidad mínima efectiva de salida en la tobera se requiere para desarrollar una fuerza propulsora o empuje de 177 930 N?

**18.10** La velocidad de un aeroplano impulsado por reactores (o motores de reacción) es de 1 125 km/h. El aparato toma 75 kg/seg de aire y quema 1.4 kg/seg de combustible al desarrollar un empuje de 35 585 N. Calcule la velocidad de salida del propulsante (o gas de escape).

**18.11** Aire a 861.85 kPa abs. y 32.2°C entra a una tobera y se expande isentrópicamente hasta la presión de salida de 172.37 kPa abs. Halle la temperatura y la velocidad en la sección de salida **(a)** cuando el estado en la entrada es de estagnación, y **(b)** cuando $\mathscr{v}_1 = 183$ m/seg. **(c)** ¿Cuáles son la entalpia y la temperatura de estagnación en **(b)**?

*Resp.* **(a)** 193 K, 476 m/seg; **(b)** 510 m/seg; **(c)** $t_0 = 48.8$°C.

**18.12** Una tobera sin fricción y adiabática recibe 2.25 kg/seg de vapor a 90 bar, 480°C, y lo descarga a 50 bar. En el caso de la sección de salida, calcule $t_2$, $\mathscr{v}_2$ y $A_2$ **(a)** si $K_1 = 0$, y **(b)** cuando $\mathscr{v}_1 = 150$ m/seg. (c) ¿Es convergente esta tobera? (d) Calcule las propiedades de estagnación $h_0$, $t_0$, $s_0$, $p_0$ en **(b)**. Emplee B 16 (SI).

*Resp.* **(a)** 595 m/seg, 2.117 cm$^2$.

**18.13** Una tobera recibe 907 kg/h de vapor a 25 bar, 380°C y lo descarga a 7 bar. Considere despreciable la energía cinética inicial y sea la eficiencia de tobera igual a 93%. Utilice $p_t = 0.56\ p_1$ y determine **(a)** el área de garganta, y **(b)** el área de salida. Utilice B 16 (SI).

**18.14** Una tobera expande 2.27 kg/seg de vapor en un flujo sobresaturado ideal desde 11 bar, 193.3°C, hasta una presión de descarga de 4.14 bar. Para la sección de garganta determine la presión, la velocidad, el volumen específico, el área y el número de Mach **(a)** cuando el estado inicial es de estagnación, y **(b)** cuando $\mathscr{v}_1 = 198$ m/seg. **(c)** Evalúe la velocidad, volumen y área en la sección de salida en el caso **(a)**.

*Resp.* **(a)** 6.01 bar, 476 m/seg, 0.29, m$^3$/kg, 13.80 cm$^2$, 1.0

**18.15** Aire a 103.7 kPa abs., 60°C, entra a un difusor sin fricción y es desacelerado desde Mach 3 en la entrada hasta Mach 1 en la salida. En el caso de un flujo de 13.61 kg/seg, determine **(a)** la temperatura y la presión en la salida, **(b)** el área de admisión, y **(c)** el área de salida.

**18.16** Una masa de vapor de agua entra a un difusor a 0.07 bar como vapor saturado y seco, y es descargado a 0.40 bar, con velocidad despreciable. **(a)** En el caso de un proceso isentrópico, halle la velocidad inicial en m/seg. **(b)** Igual que **(a)**, excepto que la eficacia del difusor es del 85%. ¿Cuál será la temperatura del vapor en la descarga?

**18.17** Un tubo de Pitot se emplea para medir el flujo de aire en un tubo de 10.16 cm DI. La temperatura de impacto (estagnación) es $t_1 = 37.8$°C, el manómetro estático indica 5.59 cm $H_2O$ (man.), y la diferencia de presión media es 2.34 cm $H_2O$. La presión barométrica vale 1 atm y la temperatura ambiente es 36.7°C. Calcule **(a)** la velocidad media del aire en el tubo y **(b)** el volumen equivalente de aire libre que fluye, en m$^3$/seg. **(c)** ¿Qué diferencia hay entre la entalpia de estagnación de la corriente y la entalpia de flujo en J/kg?

*Resp.* **(a)** 20 m/seg, **(b)** 9.74 m$^3$/min.

**18.18** Un tubo de Venturi de 15.25 × 10.15 cm recibe aire a 344.75 kPa abs., y a 93.3°C. La diferencia manómetrica a través del venturi es 11.56 cm $H_2O$ y el coeficiente de gasto es 0.935 (sin incluir el efecto de la velocidad inicial). Las condiciones ambientales son: presión barométrica de 1 atm y una temperatura de 40°C. Calcule **(a)** la masa de aire que fluye y **(b)** los m$^3$/min equivalentes de aire libre.

*Resp.* **(a)** 43.6 kg/min, **(b)** 40.6 m$^3$/min.

**18.19** Un tubo de Venturi de 20.32 × 15.25 cm mide un flujo de oxígeno con un flujo constante. El oxígeno entra al tubo a 827.4 kPa abs., 4.45°C, y la diferencia manométrica, entre la entrada y la garganta, es de 20.3 cm $H_2O$; se ubica el aparato en un ambiente a 1 atm, 43.3°C. El coeficiente de gasto es de 0.965. Evalúe el flujo de oxígeno en kg/min, considerando la corrección por velocidad inicial.

**18.20** Una tobera de medición de 5.1 cm se utiliza para medir el flujo desde un depósito de aire del cual hay una presión constante de 791 kPa abs., y una temperatura de 32.2°C. La descarga es a la atmósfera y el coeficiente de gasto es el 97%. Calcule la velocidad de salida y la masa de aire descargado.

*Resp.* 3.54 kg/seg

**18.21** El consumo de combustible de un motor de gas es 180.5 kg/min. El gas metano consumido es medido por un orificio aforador de 15.25 cm colocado en una línea o tubería de 20.3 cm DI. Justamente antes del orificio la presión estática es 552 kPa abs., y la temperatura de estagnación vale 48.9°C; la diferencia manométrica a través del orificio es de 55.9 cm $H_2O$; las condiciones ambientales son 1 atm, 36.7°C. Calcule el coeficiente de gasto del orificio.

**18.22** Se desea hallar el efecto de la presión de descarga sobre el flujo (de masa) de un gas por una tobera ideal. Seleccione un estado inicial para un gas dado, considere constante el área transversal mínima en la tobera (área de salida o área de garganta), y variable la presión de descarga desde la del estado inicial hasta cierto valor muy por debajo del crítico. Formule un programa de computadoras para dicho estudio.

## UNIDADES TECNICAS

**18.23** Agua a 40 psig, 60°F se encuentra contenida en un codo liso de 90° en un tubo de 6 plg. Calcule la magnitud y dirección de la fuerza sobre el codo **(a)** si no hay flujo, **(b)** si el flujo es de 10 cfs, o sea, 10 pie$^3$/seg.

*Resp.* **(a)** 1 600 lb, **(h)** 2 995 lb.

**18.24** Una sonda de estagnación hecha de estaño puro se introduce en un chorro de aire de alta velocidad cuya temperatura, medida por un termómetro que se mueve con la corriente, es de 100°F (38°C). Se produce la fusión y el desprendimiento de la sonda. Calcule la menor velocidad de la corriente. El estaño se funde a 450°F (232°C).

**18.25** El módulo volumétrico adiabático del agua líquida saturada a 100°F (38°C) es $\zeta$ = 331 000 psi (4 700 kgf/cm$^2$ abs.). **(a)** Determine la velocidad acústica en este fluido. **(b)** Calcule la presión necesaria para reducir su volumen en 2%.

**18.26** Demuestre que el cambio en energía cinética de un fluido compresible que circula por una tobera sin fricción está dado por $\Delta K = -\int v\, dp$, sea o no adiabática la tobera.

**18.27** Pruebe que el flujo isentrópico de un gas ideal con $k$ constante a través de una tobera en una sección de área $A_2$, está dado por

$$\dot{m} = A_2 p_0 \left\{ \frac{2kk}{(k-1)RT_0} \left[ \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{2/k} - \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{(k+1)/k} \right] \right\}^{1/2} \text{lb/seg}$$

**18.28** En una tobera convergente-divergente, con un área de garganta de 0.6 plg$^2$ se expande isentrópicamente helio desde 40 psia y 85°F, hasta la presión atmosférica. ¿Cuáles son la presión, la temperatura, el volumen específico y la velocidad en la garganta **(a)** cuando el estado a la entrada es el de estagnación y **(b)** cuando $\mathscr{e}_1$ = 500 pies/seg? **(c)** ¿Qué masa se descargará, en lb/seg, en las condiciones de **(a)**? ¿y en las de **(b)**? **(d)** ¿Cuáles son las propiedades de estagnación $h_0$, $t_0$ en **(b)**? **(e)** Calcule el número de Mach en la garganta y en la salida.

*Resp.* **(a)** 19.56 psia, 2 910 pies/seg; **(b)** 20.5 psia, 2 915 pies/seg; **(c)** 2.16 lb/seg ($\mathscr{e}_1$ = 0); **(d)** 549°R, 42 psia ($\mathscr{e}_1$ = 500); **(e)** 1.1 (salida).

**18.29** Vapor de agua a 400 psia y 580°F entra a una tobera con una velocidad de 250 pies/seg y es descargado a 215 psia. En el caso de un flujo de 4 600 lb/h, $\eta_n$ = 0.92 y $p^*$ = 0.5375 $p_1$, determine **(a)** la velocidad de salida, **(b)** el área de garganta en plg$^2$, **(c)** la temperatura real en la descarga, y **(d)** el incremento en la indisponibilidad energética en el caso de $t_0$ = 80°F.

*Resp.* **(a)** 1 701 pies/seg, **(b)** 0.254 plg$^2$, **(c)** 448.6°F, **(d)** 60 Btu/lb.

**18.30** Vapor de agua a 600 psia y 500°F entra a una tobera y sale de ella a 400 psia. Despreciando la energía cinética inicial y considerando la sobresaturación, halle el área de descarga para un flujo de 23 000 lb/h y un coeficiente de tobera de 96%. ¿Cuál es la eficacia de ésta?

*Resp.* 0.803 plg$^2$, 92.2%.

**18.31** Vapor estagnante a 300 psia y 400°F se expande a través de una tobera hasta una presión de salida de 160 psia. El flujo es de 2 400 lb/h y la velocidad inicial es despreciable. Considere cada uno de los casos por separado y determine el diámetro de garganta en pulgadas. **(a)** La tobera es ideal y considere la sobresaturación. **(b)** Considere la sobresaturación y un coeficiente de tobera de 0.96.

*Resp.* **(a)** 0.422 plg, **(b)** 0.433 plg.

**18.32** Un aeroplano impulsado por un motor de reacción (o reactor) se desplaza con una velocidad respecto del aire, de 1 200 pies/seg (casi 820 mph), donde la presión atmosférica es $p_a$ = 7 psia y $t_a$ = 40°F. **(a)** Si el aire queda en reposo (en relación con el aparato) a la salida del difusor mediante una compresión isentrópica, ¿cuáles serán su temperatura, entalpia y presión (de estagnación)? **(b)** Resuelva **(a)** con una eficiencia de difusor del 82%.

*Resp.* **(a)** 160°F, 14.85 psia.

**18.33** Un tramo de ducto de 15 plg DI, provisto de un tubo de Pitot, muestra una diferencia media por velocidad de 0.75 plg $H_2O$. Las lecturas de temperatura y manométrica en estagnación son 12.5 plg $H_2O$ man. y 105°F, respectivamente. El barómetro indica 29.78 plg Hg y la temperatura ambiente es 90°F. Calcule la velocidad media del aire en el ducto y la cantidad equivalente de aire libre que fluye, en cfm.

*Resp.* 59 pies/seg, 4 344 cfm.

**18.34** Aire a 3.5 kgf/cm$^2$ abs. fluye por un ducto de 50 cm DI. Un tramo de Pitot indica una lectura de diferencia manométrica media de 19 cm $H_2O$. El manómetro y el ducto se localizan en un ambiente a 1 atm, 27°C. Calcule la masa de aire que fluye en el ducto, en kg/h.

**18.35** A través de un tubo de Venturi de 75 × 50 mm fluyen 11 m$^3$/min de aire equivalente, que entra a 1.4 kgf/cm$^2$ abs. y 75°C. El manómetro diferencial indica 19.17 cm $H_2O$. Los alre-

dedores se encuentran a 73.91 cm Hg y 39°C. Determine el coeficiente de gasto.

*Resp.* 0.95 (aprox.)

**18.36** Un tubo de Venturi de 3 × $1\frac{1}{2}$ plg, con $\eta_d = 0.98$, se emplea para medir el flujo de aire en un tubo de 3 plg DI. El barómetro da 30.05 plg Hg y la temperatura ambiente es 96°F. La temperatura de impacto del aire es 114°F, y la lectura del manómetro estático delante del venturi es 3.9 plg $H_2O$. La diferencia en el venturi es 11.4 plg $H_2O$. **(a)** ¿Qué cantidad fluye de aire libre, en cfm? **(b)** Halle la presión de impacto delante del tubo de Venturi.

*Resp.* **(a)** 165 cfm, **(b)** 4.74 plg $H_20$ (man.).

**18.37** La velocidad a través de la garganta de un venturi de carburador es de 45 m/seg. Para el venturi, $\eta_d = 0.80$, $t_1 = 70°F$ y $p_1 = 30$ plg Hg. **(a)** Calcule la presión en la garganta si el flujo se considera incompresible. **(b)** Si el diámetro del chorro de combustible es 0.045 plg., calcule la relación aire/combustible si $\eta_d = 0.75$ para el chorro de combustible, y éste último pesa 45 lb/pie$^3$; tubo de Venturi con 0.8 plg DI.

**18.38** Una tobera medidora de flujo de 5 × 4 plg, instalada en un tubo de 5 plg DI, recibe 180.2 lb/min de aire a 40 psia y 175°F, y ocasiona una diferencia manométrica de 15 plg $H_20$. Los alrededores se encuentran a 88°F y 14.50 psia. Determine el coeficiente de gasto.

*Resp.* 0.92.

**18.39** El metano gaseoso ($R = 96.33$, $k = 1\ 303$) a 100 psia, 200°F, fluye en un tubo de 10 plg DI y es medido con un orificio de 8 plg de diámetro ($\eta_d = 0.8$), colocado en el tubo. Un manómetro diferencial indica 30 plg $H_2O$ (a 110°F) para el orificio; el barómetro señala 14.7 psia. Calcule el flujo de la masa de gas, en lb/min. *Observación:* El valor de $\eta_d = 0.8$ no corrige la velocidad de llegada.

**18.40** Se desea relacionar las diferencias manométricas de velocidad para los siguientes tres medidores de flujo (fluxómetros) que se encuentran colocados en una tubería de 6 plg DI, por la cual fluye aire: un tubo de Pitot, un tubo de Venturi de 6 × 4 plg ($\eta_d = 0.95$) y un orificio de 6 × 4 ($\eta_d = 0.62$). Considere que el aire delante de cada medidor está a 50 psia, 100°F y que varía desde 10 lb/min hasta 100 lb/min. Compare las diferencias manométricas conforme varían con el flujo del aire. Formule un programa de computadora para este estudio.

# 19

# TRANSFERENCIA (O TRANSMISION) DE CALOR

## 19.1 INTRODUCCION

Una y otra vez hemos descrito y evaluado el calor $Q$ en determinado proceso sin detenernos en los detalles del fenómeno por el cual se transmite o transfiere esta energía. El propósito de este capítulo consiste en presentar una idea general de la naturaleza de los problemas que intervienen, así como proporcionar una introducción a estudios posteriores. De ninguna manera se pretende que este breve capítulo aborde en su totalidad este tema un tanto complicado; sin embargo, se dará aquí información suficiente para familiarizarnos con la transmisión o transferencia de calor.

Se estudiaron las tres modalidades de la transmisión térmica: *conducción*, *radiación* y *convección*. Las dos primeras son verdaderos procesos de transferencia de calor puesto que dependen, para su realización, de la simple existencia de una diferencia de temperaturas. La última, la convección, no se ciñe estrictamente a la definición de transferencia térmica, pues se basa además en un transporte o transferencia de masa para su realización. No obstante, lleva a cabo la transmisión de energía desde una región donde el nivel energético es elevado, hasta otra en el que es más bajo, y por lo tanto, generalmente se le considera como una modalidad independiente.

El término *cambiador* (o intercambiador) *de calor* se empleará a menudo en este capítulo para designar al dispositivo en el cual se produce la transferencia térmica de una sustancia a otra; ver ejemplos en las figuras f/3, f/4 (Preámbulo para el estudiante), y en las figuras 9/5 y 9/6. Cada uno de estos aparatos mantiene separados los fluidos mediante una superficie material y se denomina técnicamente ***cambiador de tipo cerrado***. Existen numerosos dispositivos en los cuales se mezclan los fluidos calentante y calentado —produciendo así una transmisión directa de energía térmica— que reciben el nombre de ***cambiadores de tipo abierto.*** En nuestro estudio nos ocuparemos primordialmente de los de tipo cerrado.

## 19.2 CONDUCCION TERMICA

Las modalidades de transferencia de calor se definieron en §2.17, que debe ser repasada ahora. Recordemos que en el flujo de calor por conducción, la energía es transmitida por interacción molecular directa, sin un desplazamiento apreciable de las moléculas. Los átomos, electrones o moléculas que se desplazan con gran rapidez en la parte más caliente

inducen mediante impactos una actividad incrementada en los átomos, electrones o moléculas adyacentes, de manera que el calor fluye de las partes más calientes a la más frías. En los sólidos opacos, la conducción es la única modalidad según la cual puede fluir energía térmica.

El calor puede ser conducido según intensidades variables, crecientes o decrecientes; es decir, la diferencia de temperatura en el trayecto del flujo de calor aumentará o disminuirá. Esta condición es la de estado inconstante (régimen no permanente), como el que se tiene durante el periodo de calentamiento de un motor de automóvil, y debe analizarse mediante flujos térmicos infinitesimales, $dQ/d\tau$, donde $d\tau$ es el intervalo de tiempo durante el cual el calor $dQ$ pasa por una cierta sección. No obstante, el estudio por efectuar se limitará a los sistemas en estado invariable (régimen permanente), en los cuales cada punto del sistema permanece a temperatura constante, a razón de $Q$ unidades de energía por unidad de tiempo. Además, se supone que el flujo de calor es unidireccional.

## 19.3 LEY DE FOURIER

En el caso de un flujo unidireccional y en estado constante, la ecuación de Fourier (1822) proporciona la conducción de calor como

$$Q = -kA\left(\frac{dt}{dL}\right) \tag{19-1}$$

donde $Q$ (en kcal/h, o bien, en Btu/h) es el calor conducido a través de una superficie $A$ (en $m^2$ o en $pie^2$), a través de un espesor de pared $dL$ (en cm o en plg), y con una caída de temperatura $dt$ (en °C o en °F) según la distancia $dL$. La cantidad $dt/dL$ se denomina ***gradiente de temperatura*** a lo largo de la trayectoria. El signo negativo en la ecuación (19-1) se emplea porque la temperatura disminuye en la dirección del flujo del calor (es decir, $\int dt = t_2 - t_1$ es un número negativo, y el signo menos hace a $Q$ positiva por conveniencia).

El símbolo $k$ representa la *conductividad térmica*,* que expresa la cantidad de calor transmitida por unidad de tiempo a través de una unidad de área y por unidad de espesor, con una diferencia de temperatura de un grado. Puede utilizarse cualquier conjunto de unidades para $k$, definida por la ecuación (19-1), pero las unidades mencionadas a continuación son las usuales. Los valores de $k$ dados y empleados en este capítulo corresponden a un espesor unitario (de 1 cm o 1 plg), es decir,

**(a)** $$k \rightarrow \frac{\text{kcal}\cdot\text{cm}}{\text{h}\cdot\text{m}^2\cdot{}^\circ\text{C}} \quad \text{o bien,} \quad k \rightarrow \frac{\text{Btu}\cdot\text{plg}}{\text{h}\cdot\text{pie}^2\cdot{}^\circ\text{F}}$$

Si el espesor $L$ está dado en metros o en pies, entonces

**(b)** $k'$ (kcal·m/h·m²·°C) $= \dfrac{k}{100}$, o bien, $k'$ (Btu·pie/h·pie²·°F) $= \dfrac{k}{12}$, respectivamente.

* El símbolo $k$ no debe confundirse con el de $k = c_p/c_v$ ni con **k**, la constante de proporcionalidad en la ecuación dinámica de Newton. La familiaridad con el tema facilitará el captar el significado correcto del símbolo por su contexto.

Pronto se verá que en los problemas de transferencia de calor debe tenerse cuidado extraordinario en lo que se refiere a las unidades y, como las unidades difieren en las publicaciones técnicas, se recomienda al lector comprobar cabalmente las unidades de todos los factores que intervienen en una ecuación. Ahora se indicará que en el sistema de unidades SI, las unidades de $k$ son

$$k \rightarrow \frac{\text{W/m}^2}{\text{m}^2\cdot\text{k}} = \text{W/m}\cdot\text{K}$$

y 1 W/m·k = 6.144 kcal/h·m·°C = 0.578 Btu/h·pie·°F.

### 19.4 Ejemplo: Flujo de calor

Comparar los flujos de calor que resultan de una diferencia de temperatura de 50°F (27.8°C) existente a través de superficies de paso respectivas, separadas por placas de magnesia (85%), ladrillo o acero de 1 plg (2.54 cm) de espesor. Dé la respuesta en Btu/h·pie², kcal/h·m² y W/m² (SI).

**Solución.** De la tabla VII obtenemos los siguientes valores de $k$ (en Btu·plg/h·pie²·°F): magnesia (85%), 0.43; ladrillo, 5; acero, 312. Ahora, de la ecuación (19-1), $Q = -kA(\text{dt/dL})$, obtenemos el flujo unitario de calor, $Q/A$, como

$$Q/A \int_0^1 dL = -k \int_{t_1}^{t_2} dt$$

O bien,

$$(Q/A)(L) = -k\ \Delta t$$

de donde

$$Q/A = -k(\Delta t/L)$$

En el caso de la magnesia:

$$Q/A = -(0.43)(-50/1) = 21.5 \text{ Btu/h}\cdot\text{pie}^2 = 58.3 \text{ kcal/h}\cdot\text{m}^2$$

$$= (21.5 \text{ Btu/h}\cdot\text{pie}^2)(1\ 055 \text{ J/Btu})(\text{W}\cdot\text{s/J})(\text{h/3 600 s})(10.76 \text{ pie}^2/\text{m}^2)$$

$$= 67.8 \text{ W/m}^2$$

Para el ladrillo (empleando la información anterior):

$$Q/A = -(5)(-50/1) = 250 \text{ Btu/h}\cdot\text{pie}^2$$

$$= (250)(1\ 055)(1/3\ 600)(10.76) = 788 \text{ W/m}^2 = 678 \text{ kcal/h}\cdot\text{m}^2$$

Para el acero:

$$Q/A = -(312)(-50.1) = 15\ 600 \text{ Btu/h}\cdot\text{pie}^2$$

$$= (15\ 600)(1\ 055)(1/3\ 600)(10.76) = 49\ 191 \text{ W/m}^2 = 42\ 315 \text{ kcal/h}\cdot\text{m}^2$$

## 19.5 VARIACION DE LA CONDUCTIVIDAD TERMICA

La conductividad térmica varía ampliamente, al igual que la conductividad eléctrica.

Estudie los valores de la tabla VII. No sólo existe un gran cambio entre los materiales, sino que algunos también pueden tener conductividades muy distintas en diferentes estados. Por ejemplo, $k$ para aluminio a 212°F = 672°R es aproximadamente 1 440 Btu·plg/h·pie²·°F, pero a unos 18°R alcanza casi 35 000 Btu·plg/h·pie²·°F. No obstante, la conductividad de los sólidos varía tan poco con las temperaturas más comunes que un promedio o valor típico se puede utilizar con un mínimo de error. En la mayor parte de las aplicaciones, la ***resistividad térmica*** (es decir, el recíproco de la conductividad), es tan pequeña en el caso de los metales si la comparamos con otras resistencias al flujo de calor, que una pequeña variación de $k$, a partir de su valor verdadero, produce efectos mínimos sobre la conductancia o resistencia totales. Si las temperaturas importantes son extremas, altas o bajas, es aconsejable recurrir a fuentes más detalladas de valores de prueba. Como veremos, la mayor resistencia la ofrece la película de fluido adyacente al sólido. King[19.2] formula las siguientes generalizaciones relativas a las conductividades de los sólidos:

1. Las conductividades de todos los materiales sólidos homogéneos son relativamente altas; en sí casi todos los buenos aisladores (térmicos) son materiales porosos, celulados, fibrosos o laminares.
2. En general, la conductividad aumenta con la densidad y la elasticidad.
3. Salvo contadas excepciones, la conductividad de los materiales aislantes se eleva sustancialmente con la temperatura.
4. La absorción de humedad afecta mucho el valor aislante de los materiales porosos.

Las conductividades de los líquidos y los gases son más sensibles a los cambios de temperatura. Además, la dificultad de eliminación de las corrientes de convección, en las pruebas con líquidos y gases, ha complicado la determinación de tales conductividades. En el caso de variaciones de temperatura relativamente pequeñas, la conductividad de sólidos, líquidos y gases puede suponerse que varía linealmente con la temperatura. Con esta suposición, la $k$ de la ecuación (19-1) puede tomarse como el promedio aritmético para la gama de temperaturas implicada (o bien, el valor de $k$ para la temperatura media), y la integración se realiza con $k$ constante. Si la variación no es lineal, y se dispone de valores de $k$, el valor medio entre dos temperaturas se puede calcular a partir de la curva (como lo sugieren los calores específicos en relación con la figura 2/9). A falta de otros datos, interpole entre los valores dados en la tabla VII para $k$ a la temperatura media del cuerpo conductor.

## 19.6 CONDUCCION TERMICA A TRAVES DE UNA PARED PLANA

Luego que se ha llegado a un régimen permanente de flujo unidireccional de calor en un único material homogéneo, cuya conductividad $k$ es constante, el gradiente de temperatura $dt/dL$ para una pared plana es constante (sigue una línea recta, lo cual no es cierto cuando $k$ varía con la temperatura). Conforme a esto, la integración de la ecuación

$$Q \int_0^L dL = -kA \int_{t_a}^{t_b} dt$$

$$\text{(a)} \qquad Q = \frac{kA(t_a - t_b)}{L}$$

donde $Q$ (en unidades térmicas por hora) es el flujo de calor, $t_a$ y $t_b$ son las temperaturas de superficie de un elemento divisorio tal como $A$ (fig. 19/1), y $k$ es el valor medio de conductividad para las condiciones dadas. Vemos que el flujo de calor depende (1) directamente de la diferencia de temperatura (potencial térmico) entre las dos superficies de una pared, (2) de manera directa del área a través de la cual se produce la transmisión, (3)

indirectamente del espesor de la pared, y (4) directamente del valor de la conductividad térmica. Si aplicamos la ecuación (a) a una pared compuesta hecha de tres materiales homogéneos $A$, $B$, $C$ (fig. 19/1), tenemos

**(b)** $$Q_A = \frac{k_1 A(t_a - t_b)}{L_1} \qquad Q_B = \frac{k_2 A(t_b - t_c)}{L_2} \qquad Q_C = \frac{k_3 A(t_c - t_d)}{L_3}$$

donde $Q$ es el flujo de calor. Despejando la diferencia de temperatura en cada una de estas ecuaciones y observando que $Q_A = Q_B = Q_C = Q$ para un flujo en estado estable, encontramos que

**(c)** $$t_a - t_b = \frac{QL_1}{k_1 A} \qquad t_b - t_c = \frac{QL_2}{k_2 A} \qquad \text{y} \qquad t_c - t_d = \frac{QL_3}{k_3 A}$$

Ahora, si igualamos la suma de los términos de la izquierda a la suma de los términos de la derecha de estas ecuaciones obtenemos

**(d)** $$t_a - t_d = \frac{Q}{A}\left[\frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2} + \frac{L_3}{k_3}\right]$$

o bien,

**(e)** $$Q = \frac{A(t_a - t_d)}{L_1/k_1 + L_2/k_2 + L_3/k_3} = \frac{A\ \Delta t}{\Sigma(L/k)}$$

que es el flujo de calor en el caso de una pared compuesta en la cual la caída de temperatura de una superficie a otra es $\Delta t$ (se tiene que $\Delta t = t_a - t_d$ para la pared de la figura 19/1; observemos que en este caso, el $\Delta t$ se obtiene restando de la primera temperatura, la segunda, en la misma dirección que el flujo de calor). Se ve fácilmente que si se agregara otra sección a la pared, el único cambio necesario en la ecuación **(e)** sería la adición de otro término $L_4/k_4$ a la suma los otros $L/k$, y la interpretación de $t_d$ sería como la temperatura de la superficie final. Esta suma de valores $L/k$ se representa simplemente por $\Sigma L/k$, como se muestra.

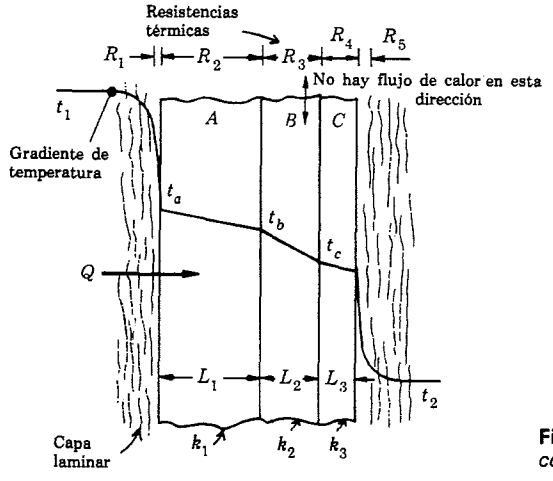



**Fig. 19/1.** *Gradientes de temperatura en una pared compuesta.*

Para cualquier sección o tramo de la pared (fig. 19/1), $C = kA/L$ en la ecuación **(b)** recibe el nombre de ***conductancia térmica***, que se considera incluye el efecto del tamaño y la forma del cuerpo conductor. La conductancia es la intensidad de flujo de calor por grado de diferencia de temperatura, o sea, $Q/\Delta t$. El recíproco de esta conductancia es la ***resistencia térmica***, $R = L/(k\mathbf{A}) = \Delta t/Q$. La *conductancia por unidad de área*, $k/L$, suele darse para ciertos cuerpos. (Ver la tabla VIII). La ***resistencia por unidad de área*** es $L/k$. En el caso de una pared plana compuesta (fig. 19/1), la conductancia de una superficie a otra es $A/\Sigma(L/k)$, ecuación **(e)**, la conductancia por unidad de área es $1/\Sigma(L/k)$, y la resistencia es $\Sigma(L/k)/\mathbf{A}$.

## TABLA VII Conductividades

Las unidades de $k^*$ son Btu·plg/h·pie²·°F, a la presión atmosférica; $k$ para un sólido varía poco con presiones menores que 200 psi (14 atm), pro cambios significativos de $k$ para líquidos y vapores pueden acompañar a las variaciones de presión. Los valores son de diversas fuentes, seleccionadas aquí principalmente de McAdams[19.1]. Las interpolaciones en línea recta son permisibles entre las temperaturas dadas. Extrapolaciones cercanas pueden dar resultados satisfactorios.

| *Material* | *Temp.* °F | $k^*$ | *Material* | *Temp.* °F | $k^*$ |
|---|---|---|---|---|---|
| *Sólidos* | | | *Líquidos* | | |
| Aluminio | 32 | 1 400 | Amoniaco | 68 | 3.13 |
| | 392 | 1 490 | | 140 | 3.48 |
| Aleación de aluminio para pistones | 0-400 | 1 290* | Keroseno | 68 | 1.03 |
| | | | | 167 | 0.97 |
| Asbesto, 29 lb/pie³ | −200 | 0.865 | Petróleo (promedio) | 68 | 1.0 |
| Asbesto, corrugado, 4 capas/plg | 300 | 0.828 | Sodio | 212 | 590 |
| | | | Dióxido de azufre | 5 | 1.53 |
| Metal blanco para cojinetes | 68 | 164 | | 68 | 1.33 |
| Ladrillos, baja densidad | 68 | 5 | Agua | 32 | 4.1 |
| Hierro fundido, gris | 0-400 | 360* | | 200 | 4.7 |
| Cobre puro | 32 | 2 690* | | 300 | 4.75 |
| | 212 | 2 616 | | 620 | 3.3 |
| Concreto, de 1 a 4 días | | 5.4 | | | |
| Corcho en lámina | 86 | 0.3 | *Gases* | | |
| Vidrio de ventanas | | 3.6-7.4 | Aire | −148 | 0.109 |
| Oro | 64 | 2 028 | | 32 | 0.168 |
| Grafito | 32 | 1 165 | | 572 | 0.312 |
| | 392 | 910 | Amoniaco | −58 | 0.107 |
| Yeso | 68 | 3 | | 32 | 0.151 |
| Estuco | | 3.3 | | 212 | 0.23 |
| Magnesia (85%) | 100-300 | 0.43* | Dióxido de carbono | −58 | 0.077 |
| Lana mineral (de vidrio o de roca) | 86 | 0.27 | | 32 | 0.101 |
| | | | | 212 | 0.154 |
| Metal monel | 68 | 242 | | | |
| Estuco sobre tablilla de madera (espesor total ¾ plg, 19 mm) | | 2.5 | Freón, F12 | 32 | 0.057 |
| | | | | 212 | 0.096 |
| | | | Hidrógeno | 32 | 1.06 |
| Acero | 0-400 | 312* | | 572 | 2.04 |
| Aislante especial de pared (Wallboard) | 70 | 0.34 | | | |
| | | | Nitrógeno | 32 | 0.167 |
| Madera, balsa | 86 | 0.32 | | 572 | 0.306 |
| encino, arce | 59 | 1.44 | Oxígeno | 32 | 0.17 |
| pino blanco | 59 | 1.05 | | 212 | 0.226 |
| | | | Vapor de agua | 212 | 0.163 |
| | | | | 932 | 0.394 |
| | | | Dióxido de azufre | 32 | 0.06 |
| | | | | 212 | 0.0827 |

*Valor medio para el intervalo de temperatura dado. Multiplique por 0.14419 el valor tabulado para obtener la cifra en las unidades W/m·K.

## 19.7 COEFICIENTE PELICULAR DE TRANSMISION

A cada lado de la pared compuesta de la figura 19/1 hay un fluido, cuya naturaleza no es de interés por el momento. En el lado caliente de la pared, el fluido tiene mayor temperatura que la superficie que está a una cierta temperatura: $t_1 > t_a$. En el lado frío, el fluido tiene menor temperatura que la superficie y así $t_2 < t_d$. De esta manera, a través de las delgadas capas de fluido adyacentes a las superficies sólidas existen caídas de temperatura $t_1 - t_a$ y $t_d - t_2$. El flujo unitario de calor a través de estas películas se denomina ***coeficiente pelicular de transmisión*** y se representa por $h$, cuyas unidades usuales son kcal/h·m$^2$·°C; o bien, Btu/h·pie$^2$·°F; es decir, $h$ es el flujo horario de calor (durante

### TABLA VIII Conductancias y transmitancias

Las unidades de $k/L$ y $U$ son Btu por h·pie$^2$·°F. Estos valores son sólo representativos e indican el orden de magnitud en los diversos casos. No deben emplearse en el diseño real, a menos que se sepa en efecto que son aplicables. Como los valores de $U$ no están particularizados, el área de referencia no es significativa. Sin embargo, si estos valores se emplean para la resolución de problemas, el área de referencia será la interna del tubo o tubería en esos casos. Valores tomados (a) de McAdams[19.1] y (b) de ASHRAE.[19.3]

| *Materiales y aparatos* | | $\frac{k}{L}$ | $U$ |
|---|---|---|---|
| Espacio de aire, ¾ plg (19 mm) o más | (b) | 1.10 | |
| Espacio de aire, ¾ plg (19 mm) o más, limitado por lámina de aluminio | (b) | 0.46 | |
| Condensador de amoniaco, 2 × 3 plg, doble tubo, con agua por el conducto central a $\mathscr{v}$ = 6 pie/seg = 1.8 m/seg, el $NH_3$ en el espacio anular, $\Delta t_m$ = 3.5°F (1.9°C), limpio | (a) | | 320 |
| Loseta asfáltica | (b) | 6.50 | |
| Ladrillo, pared de 8 plg (20 cm) de espesor, enlucido en el interior | (b) | | 0.46 |
| Ladrillo, enchapado de; cubierta de madera, enlucido de ½ plg | (b) | | 0.27 |
| Ladrillo, enchapado de; igual al anterior con 2 plg de aislamiento de lana mineral | (b) | | 0.097 |
| Concreto, bloques de; 8 plg, agregado de grava en hueco | (b) | 1.00 | |
| Calentador de agua de alimentación, cerrado; condensador de vapor, convección libre | (a) | | 50-200 |
| Calentador de agua de alimentación, cerrado; condensador de vapor, convección forzada | (a) | | 150-800 |
| Tablero aislante ("insulating board"), ½ plg de grueso | (b) | 0.66 | |
| Cambiador de calor, aire en tubos, vapor condensante fuera de los tubos (sobre área exterior) | (a) | | 8 |
| Cambiador de calor para aceite aislante, agua en tubos | | | 50 |
| Vapor de agua condensante, a aire, convección libre | (a) | | 1-2 |
| Vapor de agua condensante, a aire, convección forzada | (a) | | 2-10 |
| Vapor de agua condensante, a agua hirviente, convección libre | (a) | | 300-800 |
| Vapor de agua condensante, a aceite o petróleo (líquido), convección libre | (a) | | 10-30 |
| Vapor de agua condensante, a aceite o petróleo (líquido), convección forzada | (a) | | 20-60 |
| Sobrecalentadores de vapor, convección libre | (a) | | 1.6-2 |
| Sobrecalentadores de vapor, convección forzada | (a) | | 2-6 |
| Agua a gas y líquido a gas (radiadores con agua caliente, enfriadores de aire, economizadores, calderas de vapor), convección libre | (a) | | 1-3 |
| Agua a gas y líquido a gas (radiadores con agua caliente, enfriadores de aire, economizadores, calderas de vapor), convección forzada | (a) | | 2-10 |
| Agua a agua, convección libre | (a) | | 25-60 |
| Agua a agua, convección forzada | (a) | | 150-300 |

1 h) a través de un área unitaria cuando la caída de temperatura a través de la película es de 1 grado. Su magnitud depende de muchas variables, como se describirá más tarde en §19.28. Por el momento interesa únicamente el coeficiente pelicular sólo para obtener una imagen de la transmisión global de fluido a fluido. De la definición de $h$ vemos que el calor que atraviesa las películas de la figura 19/1 es:

**(a)** $$Q = \mathbf{h}_1 A(t_1 - t_a) \quad \text{y} \quad Q = \mathbf{h}_2 A(t_d - t_2)$$

Como ejemplos de coeficientes peliculares tenemos, según la ASHRAE[19.3]:

| | |
|---|---|
| Paredes interiores de un edificio, aire estático, valor de diseño | $h = 1.65$ (Btu/h·pie$^2$·°F) |
| Paredes exteriores, viento a 15 mph (24 kph), valor de diseño | $h = 6.00$ (Btu/h·pie$^2$·°F) |
| Refrigerantes que se evaporan en el interior de un tubo, valor típico | $h = 200$ (Btu/h·pie$^2$·°F) |
| Vapor que se condensa en el interior de un tubo, valor típico | $h = 2\,000$ (Btu/h·pie$^2$·°F) |

Los valores reales de $h$ pueden ser muy distintos de éstos.*

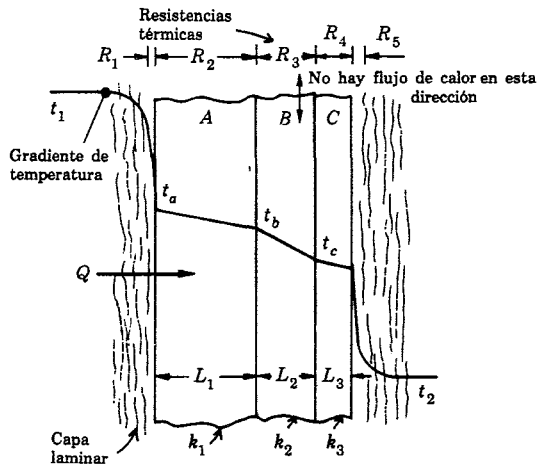



**Fig. 19/1.** Repetida.

## 19.8 TRANSFERENCIA DE CALOR DE UN FLUIDO A OTRO

Si fuera fácil y sencillo medir las temperaturas de superficie, la ecuación (*e*, §19.6) sería la que emplearíamos. No obstante, en la práctica las temperaturas de los fluidos son fáciles de calcular, a menos que la velocidad del fluido sea elevada, y por lo tanto, es deseable expresar el flujo de calor en términos de tales temperaturas. Para calcular la ecuación correspondiente despeje las diferencias de temperatura en la ecuación (*a*, §19.7), agregándolas a la de la ecuación (*c*, §19.6), como explicamos anteriormente, y así

(19-2A) $$Q = \frac{A(t_1 - t_2)}{1/h_1 + L_1/k_1 + L_2/k_2 + L_3/k_3 + 1/h_2}$$

* El símbolo $h$ no debe confundirse con la $h$ de la entalpia.

en kcal/h o bien, en Btu/h. Al generalizar a partir de esta ecuación, se tiene, para flujo de calor unidireccional y en estado estable,

$$(19\text{-}2B) \qquad Q = \frac{A\ \Delta t}{\Sigma(1/h) + \Sigma(L/k)} = \frac{\Delta t}{\Sigma R}$$

donde $Q$ es la transferencia de calor por hora de un fluido a otro a través de una pared de área $A$. Cuando la diferencia de temperatura entre los fluidos es $\Delta t = t_1 - t_2$, entonces $\Sigma R$ representa la resistencia térmica total, y la resistencia unitaria total a la transferencia de calor es

$$\textbf{(a)} \qquad \frac{1}{U} = \Sigma\frac{1}{h} + \Sigma\frac{L}{k}$$

donde $\Sigma(1/h)$ es la suma de todas las resistencias peliculares en las superficies extremas, y $\Sigma(L/k)$ es la suma de todas las resistencias unitarias de los materiales de la pared. La resistencia unitaria total se representa por $1/U$, y el recíproco de esta cantidad recibe el nombre de ***transmitancia*** $U$, o bien, de ***coeficiente total de transmisión de calor*** o *coeficiente global de transferencia térmica.** Como de la ecuación **(a)**,

$$U = \frac{1}{\Sigma(1/h) + \Sigma(L/k)}$$

la ecuación (19-2B) puede escribirse

$$(19\text{-}2C) \qquad Q = UA\ \Delta t$$

en kcal/h, o bien, en Btu/h. (Ver §19.12). La Tabla VIII muestra algunos valores representativos de $U$.

Será útil deducir una analogía entre el flujo de calor y el flujo de electricidad. Recordemos la ley de Ohm como $I = E/R$, donde $I$ es la corriente eléctrica (análoga al flujo de calor o "corriente térmica"), $E$ es la tensión o diferencia de potencial eléctrico (análoga a la diferencia de temperatura o potencial térmico, que es la "tensión impulsora" que hace fluir calor), y $R$ es la resistencia eléctrica (análoga a las resistencias térmicas $1/hA$ y $L/kA$). Observemos que una resistencia total (eléctrica) es equivalente a una conexión en serie de resistencias, caso en el cual la resistencia total es la suma de las resistencias conectadas: $R = R_1 + R_2 + R_3 + \cdots$, donde $R_1$, $R_2$, $R_3$, etc., representan las resistencias individuales. Vea la figura 19/1. En el caso de $R$ constante, cuanto mayor sea la tensión aplicada (voltaje), mayor será la intensidad de corriente (es decir, a mayor diferencia de temperatura, mayor flujo de calor). Si la resistencia total se incrementa agregando más resistencias en el denominador de la ecuación (19-2B), o aumentando la magnitud de una o más resistencias,

* "Los nombres que terminan en *-ividad* designan características de los materiales, normalmente independientes de su tamaño o forma; a veces se denominan *propiedades específicas*. Ejemplos de ello son *conductividad* y *resistividad*. Los que acaban en *-ancia* designan propiedades de un objeto particular, que dependen no sólo del material, sino de su forma y tamaño; a veces reciben el nombre de *propiedades totales*. Ejemplo de lo anterior son *conductancia* y *transmitancia*. Los nombres que terminan en *-ión* designan una rapidez (o intensidad respecto del tiempo) en un proceso de transferencia... Ejemplos de esto son *conducción* y *transmisión*. *Transmisión, transmisividad* y *transmitancia* generalmente se refieren a transferencia por medio de uno o varios de los procesos de conducción, convección y radiación". Tomado de A.S.A. Standard, Z 10.4—1943.

la transferencia de calor se hará con menor intensidad. Este efecto es el que se desea al utilizar aislantes térmicos en tuberías de vapor, recintos de almacenamientos en frío, etc. Por otra parte, si se desea una mayor intensidad de transmisión de calor, como en los aparatos destinados a la transferencia de calor, se procura reducir la resistencia térmica. Si una resistencia es mucho más grande que cualquiera de las otras, se obtendrá poco cambio por la reducción en cualquier resistencia, excepto en la mayor; de esta manera, si la mayor resistencia no puede reducirse más, prácticamente se habrán alcanzado las mejores condiciones.

El ingeniero debe tener presente que la transmitancia puede *disminuir* considerablemente durante el funcionamiento de un cambiador de calor debido a la acumulación de depósitos sobre las superficies transmisoras. Por otra parte, la transmitancia de las paredes aisladas puede *aumentar* por el deterioro del material aislante. Estos materiales a menudo pierden una gran parte de su poder de aislamiento porque se mojan por las fugas o infiltraciones, o por la humedad depositada a partir del aire enfriado por debajo del punto de rocío.

## 19.9 Ejemplo: Transferencia de calor en una pared plana compuesta

La pared de un edificio o construcción está compuesta de los materiales siguientes: 1 plg (25.4 mm) de madera de pino blanco, 3.5 plg (89 mm) de aislante de lana mineral y 0.75 plg (19 mm) de yeso. En la superficie exterior de madera de pino, el coeficiente pelicular es $h_o$ = 6 Btu/h·pie$^2$·°F; en la superficie interior de yeso, $h_i$ = 1.65. Calcular (a) la transmitancia $U$ de la pared compuesta (de fluido a fluido), (b) $Q$ por unidad de superficie de pared para una diferencia de temperatura total $\Delta t$ (de fluido a fluido), (c) la caída de temperatura a través de cada resistencia para el $\Delta t$ = 50°F (6.67°C) total.

**Solución.** De la tabla VII obtenemos los siguientes valores de $k$, en Btu·plg/h·pie$^2$·°F; pino blanco, 1.05; lana mineral, 0.27; yeso, 3.3.

(a) La transmitancia $U$, evaluada con la ecuación (**a**, §19.8), es

$$\frac{1}{U} = \Sigma\frac{1}{h} + \Sigma\frac{L}{k}$$

$$= \frac{1}{6} + \frac{1}{1.65} + \frac{1}{1.05} + \frac{3.5}{0.27} + \frac{0.75}{3.3}$$

$$= 0.167 + 0.606 + 0.952 + 12.962 + 0.227 = 14.914$$

$$U = 1/14.914 = 0.067 \text{ Btu/h·pie}^2\text{·°F}$$

(b) De la ecuación (19-2C),

$$Q = AU\,\Delta t = (1)(0.067)(50) = 3.35 \text{ Btu/h}$$

(c) Diversas caídas de temperatura,

| | |
|---|---|
| Película de aire | $\Delta t = Q/Ah_o = (3.35)/(1)(6) = 0.56$°F |
| Madera de pino | $\Delta t = QL/kA = (3.35)(1)/(1.05)(1) = 3.19$°F |
| Lana mineral | $\Delta t = QL/kA = (3.35)(3.5)/(0.27)(1) = 43.44$°F |
| Yeso | $\Delta t = QL/kA = (3.35)(0.75)/(3.3)(1) = 0.77$°F |
| Película de aire | $\Delta t = Q/Ah_i = 3.35/(1)(1.65) = 2.04$°F |

Estas caídas de temperatura dan por suma los 50°F. Observe que la principal resistencia y el mayor $\Delta t$ están representados por la lana mineral.

## 19.10 CONDUCCION A TRAVES DE UNA PARED CURVA

Como no es constante el área a través de la cual fluye calor en una pared curva, debemos reconsiderar la ecuación de Fourier (19-1) a este respecto. Consideremos un cilindro grueso (fig. 19/2) para el cual la temperatura en la superficie interna es $t_a$, la temperatura en la superficie exterior es $t_b$, y la conductividad térmica, $k$. El calor fluye en forma radial, por ejemplo, del interior al exterior, y al hacerlo, una cantidad dada de calor pasa a través de áreas que son cada vez más grandes, pues el área del cilindro se incrementa con el radio del mismo. Consideremos una longitud de cilindro $z$ y tomemos un elemento muy delgado del cuerpo, de espesor $dr$, con radio $r$. El área de esta delgada superficie cilíndrica es $2\pi rz$. El cambio de temperatura según $dr$ es una cantidad diferencial $dt$.

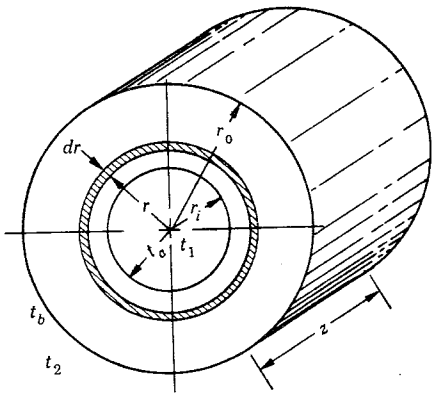



**Fig. 19/2.** *Pared curva.* Los extremos están aislados, de manera que no hay flujo longitudinal de calor.

De este modo, la ecuación de Fourier nos da

(19-3)
$$Q = -k2\pi rz \frac{dt}{dr}$$

Si separamos las variables e integramos,

$$Q \int_{r_i}^{r_o} \frac{dr}{r} = -2\pi zk \int_{t_a}^{t_b} dt,$$

$$Q \ln \frac{r_o}{r_i} = 2\pi zk(t_a - t_b),$$

o bien,

**(a)**
$$Q = \frac{2\pi zk(t_a - t_b)}{\ln (r_o/r_i)} = \frac{2\pi zk\ \Delta t}{\ln (D_o/D_i)}$$

donde $r_o$ es el radio exterior del tubo, $r_i$ es el radio interior, y $r_o/r_i = D_o/D_i$. En la ecuación **(a)** observemos que la resistencia para el caso de la pared curva es

**(b)**
$$R = \frac{\Delta t}{Q} = \frac{\ln (r_o/r_i)}{2\pi z k}$$

El establecer una ecuación para el flujo de calor a través de una pared curva compuesta, tal como una tubería con aislamiento térmico, es sencillo cuando se hace mediante la suma de resistencias $\Sigma R$ de acuerdo con la ecuación **(b)**, $Q = \Delta t/\Sigma R$. Consideremos la figura 19/3, que representa una tubería $X$ con aislamiento $Y$, dentro de la cual el coeficiente pelicular interno es $h_i$, y el valor externo es $h_o$; la temperatura del fluido en el interior es $t_1$, la cual (en el análisis siguiente) es mayor que $t_2$, temperatura del fluido en el exterior. Las resistencias por capa superficial son (suponiendo que no existen resistencias peliculares en el área intermedia $A$)

**(c)**
$$R_i = \frac{1}{A_i h_i} \quad \text{y} \quad R_o = \frac{1}{A_o h_o}$$

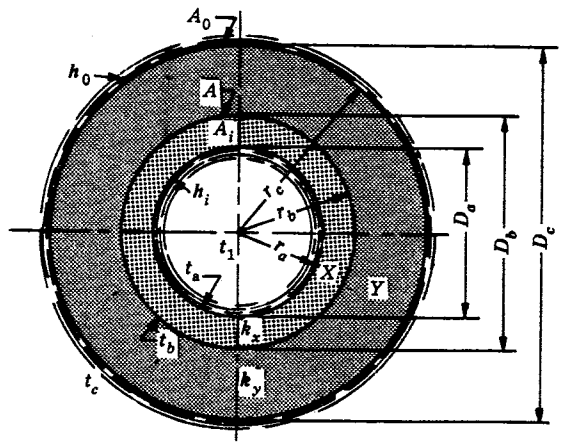



**Fig. 19/3.** *Pared curva compuesta.*

Si aplicamos la ecuación **(b)** a $X$ y a $Y$ (ver las dimensiones en la figura 19/3: $D_b/D_a = r_b/r_a$), obtenemos las resistencias como

**(d)**
$$R_z = \frac{\ln (D_b/D_a)}{2\pi z k_x} \quad \text{y} \quad R_y = \frac{\ln (D_c/D_b)}{2\pi z k_y}$$

De esta manera, el flujo de calor es $Q = \Delta t/\Sigma R$, o bien,

(19-4A)
$$Q = \frac{\Delta t}{\dfrac{1}{A_i h_i} + \dfrac{\ln (D_b/D_a)}{2\pi z k_x} + \dfrac{\ln (D_c/D_b)}{2\pi z k_y} + \dfrac{1}{A_o h_o}}$$

o si generalizamos para el caso de un número cualquiera de cilindros laminados, cada uno con determinado diámetro interior y exterior ($D_i$ y $D_o$), con una conductividad $k$ y longitud $z$, en el caso de régimen constante tenemos que

(19-4B)
$$Q = \frac{\Delta t}{\Sigma \dfrac{1}{Ah} + \Sigma \dfrac{\ln (D_o/D_i)}{2\pi z k}}$$

donde $\Delta t = t_1 - t_2$ es la caída de temperatura de fluido a fluido, $\Sigma(1/Ah)$ es la suma de todas las resistencias peliculares en la trayectoria del flujo de calor, y el otro término del denominador es la suma de todas las resistencias. El calor sólo fluye radialmente.

NOTA IMPORTANTE: El valor de $k$ en la ecuación (19-4B) debe estar en las unidades Btu·pie/h·pie$^2$·°F, a fin de obtener el flujo térmico en Btu/h. Las distancias radiales y la longitud se expresan en pies. Véanse las unidades dadas en la tabla VII.

Al aplicar $Q = UA\ \Delta t$ a las paredes curvas, el área $A$ se convierte en una conveniente área de referencia; para una sola tubería, puede ser el área interior o exterior de la misma. En vista de que cierta cantidad de calor $Q$ pasa a través de la pared, en el funcionamiento a estado estable, independientemente de cuál sea el área de referencia, tenemos que

(19-4C) $$Q = U_o A_o\ \Delta t \qquad \text{o bien} \qquad Q = U_i A_i\ \Delta t$$

de donde, comparando con la ecuación (19-4B),

(19-5) $$U_o A_o = U_i A_i = \frac{1}{\Sigma \dfrac{1}{Ah} + \Sigma \dfrac{\ln\,(D_o/D_i)}{2\pi z k}}$$

De esta manera, si se da una transmitancia total $U$ para una pared curva, tiene que definirse la correspondiente área de referencia.

### 19.11 Ejemplo

Una tubería de vapor aislada, ubicada donde la temperatura ambiental es de 90°F (32°C), posee un diámetro interno de 2 plg (51 mm) y un diámetro externo de $2\frac{1}{2}$ plg (63 mm). El diámetro externo del aislamiento de asbesto corrugado es de 5 plg y el coeficiente de superficie en el exterior es $h_o$ = 2 Btu/h·pie·°F, valor que pretende incluir el efecto del calor radiado donde el movimiento del aire lo origina la circulación natural (convección libre). En el interior, el vapor tiene una temperatura de 300°F (149°C) y $h_i$ = 1 000 Btu/h·pie$^2$·°F. (Este valor de $h_i$ *generalmente se emplea en el caso de vapor saturado* o *húmedo* que fluye en una tubería. Observemos que tal valor corresponde a una baja resistencia al flujo de calor, de manera que alguna inexactitud aquí tiene poco efecto en la transmitancia.) Calcular (a) la pérdida de calor por pie de tubería y (b) la temperatura superficial en la parte exterior del aislamiento.

**Solución.** (a) Véase la figura 19/3. De la tabla VII obtenemos

$k_x$ = 312 Btu·plg/h·pie$^2$·°F para el acero,

$k_y$ = 0.828 Btu·plg/h·pie$^2$·°F para el aislamiento de asbesto corrugado

Si convertimos a pies las pulgadas, se tiene $k_x = 312/12$ y $k_y = 0.828/12$. El verdadero valor de $k$ para el acero variará con la composición del mismo, pero como la resistencia de un acero al flujo de calor es relativamente pequeña en un caso como éste, y cualquier error que intervenga producirá efectos despreciables, según se verá al obtener resultados numéricos. Primero calculamos las diversas resistencias por pie de longitud de la tubería. El área del cilindro es $\pi D_z$, donde $z$ = 1 pie es su longitud y el área se determinará en pies cuadrados. En los casos de $R_1$ y $R_4$ que presentamos en seguida, el factor 12 convierte a pies los diámetros.

Película interior: $$R_1 = \frac{1}{A_i h_i} = \frac{12}{(\pi 2)(1\ 000)} = 0.00191\ \text{h·°F/Btu}$$

$$\text{Tubería: } R_2 = \frac{\ln (D_o/D_i)}{2\pi z k} = \frac{\ln (2.5/2)}{(2\pi)(312/12)} = 0.001365 \text{ h}\cdot^\circ\text{F/Btu}$$

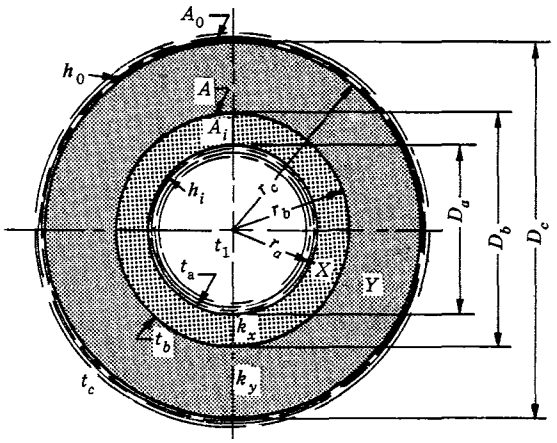



**Fig. 19/3.** Repetida.

$$\text{Aislamiento: } R_3 = \frac{\ln (D_o/D_i)}{2\pi z k} = \frac{\ln (5/2.5)}{(2\pi)(0.828/12)} = 1.6 \text{ h}\cdot^\circ\text{F/Btu}$$

$$\text{Película exterior: } R_4 = \frac{1}{A_o h_o} = \frac{12}{(\pi 5)(2)} = 0.382 \text{ h}\cdot^\circ\text{F/Btu}$$

Si sumamos estas resistencias, $R = 1.985275$ h·°F/Btu, donde es evidente que las últimas cifras no son significativas. Observemos el leve efecto de las primeras resistencias. Para $\Delta t = 300 - 90 = 210$°F,

$$Q = \frac{\Delta t}{\Sigma R} = \frac{210}{1.985} = 106 \text{ Btu/h por cada pie de longitud}$$

(b) Un calor $Q = 106$ Btu/h fluye a través de cada lámina cilíndrica, igual a

$$Q = \frac{\text{Diferencia de temperatura entre dos secciones}}{\text{Suma de las resistencias entre esas mismas secciones}}$$

En el caso de una diferencia de temperatura hasta la superficie exterior de $t_1 - t_c = 300 - t_c$ (fig. 19/3), y una resistencia hasta la superficie exterior de $R_1 + R_2 + R_3 = 1.603$, obtenemos

$$106 = \frac{300 - t_c}{1.603}$$

de donde $t_c = 130$°F, valor de seguridad para la superficie exterior.

## 19.12 DIFERENCIA MEDIA LOGARITMICA DE TEMPERATURA

Nuestro análisis de la transferencia de calor a través de las paredes, de un fluido a otro, se ha hecho con el supuesto tácito de que el fluido calentante permanece a una temperatura constante $t_1$, y el fluido calentado se mantiene también a una temperatura constante $t_2$. Sin embargo, en muchos casos, tanto el segundo como el primero, o bien ambos, sufren un cambio de temperatura al pasar por un intercambiador de calor.

Con fines de explicación, consideremos un cambiador de tubería doble (fig. 19/4), en el que el fluido calentante fluye a través del espacio anular y el fluido calentado lo hace

por el tubo interior. Conforme cambia la temperatura de los fluidos, la diferencia entre las temperaturas de los mismos también varía. Por tanto, se tienen distintas diferencias entre las temperaturas de los fluidos calentante y calentado en diferentes secciones del cambiador térmico. En tales casos, la *diferencia media logarítmica de temperatura* (DMLT), representada por $\Delta t_m$, se emplea en lugar de $t_1 - t_2$. Como el índice de cambio de la temperatura de las sustancias no es constante, la DMLT no es igual a la media aritmética, como se muestra en la ecuación (19-6).

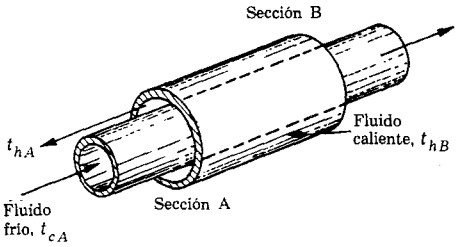



**Fig. 19/4.** *Disposición de doble tubería.* Observe la notación. Un extremo del cambiador se designa como sección *A* y el otro, como sección *B*. En esta ilustración, según el tipo de contraflujo, $t_{cA}$ es la temperatura *inicial* del fluido calentado y $t_{hA}$ es la temperatura *final* del fluido calentante.

Ahora se considerarán dos tipos de circulación de los fluidos: la ***paralela***, en la que ambos fluyen en el mismo sentido a través del cambiador de calor, y la ***contraria***, en que los fluidos circulan en sentidos opuestos. En general, la variación de la temperatura es como se indica en la figura 19/5. En el caso de flujos paralelos, ambos fluidos entran por la sección *A* y sus temperaturas se acercan una a la otra a medida que pasan hasta la sección *B*. En la sección *A* y cerca de ella, figura 19/5(a), la diferencia de temperatura es máxima y, por consiguiente, la intensidad del flujo de calor y el grado de disminución de la diferencia de temperatura son máximos. Conforme las temperaturas de los fluidos se aproximan entre sí, disminuye la tasa de cambio de las temperaturas y las curvas se aplanan. En la figura 19/5(b), el caso de circulación contraria o a contraflujo, el fluido calentado entra por la sección *B* y sale por la *A*. Al contrario de los flujos paralelos, la transferencia de calor se produce entre los fluidos en el momento en que cada uno se encuentra en su estado de menor temperatura, así como cuando cada cual se halla en su estado de mayor temperatura. La transferencia térmica en un cambiador de circulación a contraflujo tiende a conservar energía disponible y posibilita alcanzar una temperatura final superior en el fluido que se calienta, que la que podría obtenerse con un cambiador de circulación paralela.

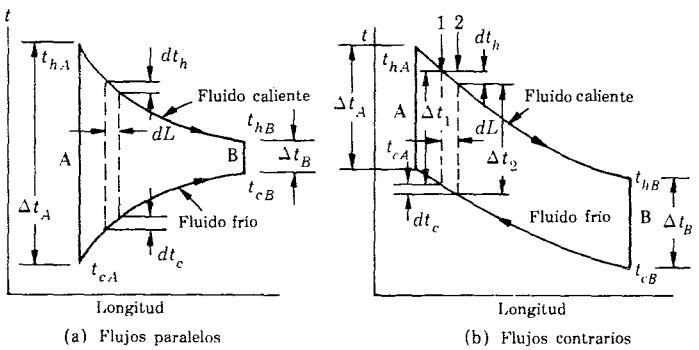



**Fig. 19/5.** *Variaciones de la temperatura; flujos paralelos y contraflujo.* En cada caso, la diferencia de temperatura en la sección *A* es $\Delta t_A = t_{hA} - t_{cA}$; y en la sección *B* la diferencia de temperatura es $\Delta t_B = t_{hB} - t_{cB}$.

Para deducir la ecuación para la diferencia media de temperatura, consideremos un elemento diferencial de superficie transmisora $dA$ en un cambiador de *contraflujo*. Conforme el fluido calentado pasa por esa área, su temperatura se incrementa en una cantidad diferencial $dt_c$ debido a la transferencia de una cantidad diferencial de calor $dQ$, cuya magnitud es $dQ = m_c c_c dt_c$, donde $m_c$ es la masa de fluido calentado ($c$) que fluye por unidad de tiempo, y $c_c$ es el calor específico de dicho fluido. Suponiendo que no hay pérdida de calor en el intercambiador ni tampoco ninguna variación en la energía cinética, concluimos que la pérdida de calor en el fluido calentante ($h$), $dQ = m_h c_h dt_h$, es igual a la ganancia de calor en el fluido calentado. Observemos que la $\int dt_h$ es un número negativo, de manera que

**(a)** $$dt_c + dt_h = d(\Delta t)$$

es el cambio en la diferencia de temperaturas; $\int d(\Delta t) = \Delta t_2 - \Delta t_1$ (fig. 19/5) a través de un área diferencial $dA$ de longitud infinitesimal $dL$ entre las secciones 1 y 2. A partir de la definición de la transmitancia térmica $U$, tenemos también que

**(b)** $$dQ = U\, dA\, \Delta t$$

Empleando las conclusiones del análisis anterior, obtenemos

**(c)** $$dt_c + dt_h = d(\Delta t) = dQ\left(\frac{1}{m_c c_c} - \frac{1}{m_h c_h}\right) = U\, dA\, \Delta t\left(\frac{1}{m_c c_c} - \frac{1}{m_h c_h}\right)$$

donde $dQ$ es un número positivo y el signo negativo en el segundo miembro es necesario para producir una diferencia aritmética. Al reordenar la ecuación anterior conseguimos

**(d)** $$\int_{\Delta t_A}^{\Delta t_B} \frac{d(\Delta t)}{\Delta t} = U\left(\frac{1}{m_c c_c} - \frac{1}{m_h c_h}\right) \int_0^A dA$$

donde la transmitancia $U$ y los calores específicos $c$ se consideran constantes. La integración de esta ecuación da por resultado

**(e)** $$\ln \frac{\Delta t_B}{\Delta t_A} = -\ln \frac{\Delta t_A}{\Delta t_B} = \frac{UA}{m_c c_c} - \frac{UA}{m_h c_h} = -\left(\frac{UA}{m_h c_h} - \frac{UA}{m_c c_c}\right)$$

Ahora bien, si empleamos $Q = UA\, \Delta t_{mc} = m_c c_c (t_{cA} - t_{cB}) = m_h c_h (t_{hA} - t_{hB})$ en esta ecuación, resulta

**(f)** $$\ln \frac{\Delta t_A}{\Delta t_B} = \frac{t_{hA} - t_{hB}}{\Delta t_m} - \frac{t_{cA} - t_{cB}}{\Delta t_m} = \frac{(t_{hA} - t_{cA}) - (t_{hB} - t_{cB})}{\Delta t_m}$$

a partir de lo cual

(19-6) $$\Delta t_m = \frac{\Delta t_A - \Delta t_B}{\ln (\Delta t_A / \Delta t_B)}$$

valor de la diferencia media logarítmica de temperatura entre las secciones $A$ y $B$, cuando la diferencia de temperatura en $A$ es $\Delta t_A$, y la diferencia en $B$ es $\Delta t_B$. No importa cuál extremo del cambiador de calor se tome como sección $A$ o como sección $B$; de la ecuación (19-6) se obtendrá el mismo resultado. Un análisis semejante del caso de flujos paralelos

producirá la misma ecuación (19-6), de aquí que esta ecuación sea aplicable a cualquiera de los casos, y también es útil cuando es constante la temperatura de uno u otro fluido, como sucede durante la evaporación o la condensación. Cuando $\Delta t_A$ es igual (o casi igual) a $\Delta t_B$, empleamos el promedio aritmético para $\Delta t_m$. Cuando hay flujo transversal, como en los separadores en cambiadores de calor, y cuando se tienen tubos aletados, la diferencia de temperatura media no está dada por la ecuación (19-6); tampoco en el caso en que $m$, $c$ o $U$ varían. Para estas situaciones, vea McAdams[19.1]. La ecuación (19-2B) se puede escribir ahora como

$$Q = UA\ \Delta t_m \tag{19-7}$$

Al tomar de las publicaciones valores de $U$ para paredes curvas, observe si están basados en las superficies interiores, $A_i$, o en las exteriores, $A_o$.

### 19.13 Ejemplo: Diferencia media logarítmica

Un economizador (ver las figuras f/2 y f/7, Preámbulo para el estudiante) recibe gas caliente ($c_p$ = 0.27 Btu/lb·°R = 0.27 kcal/kg·K) y agua a razón de 1.5 lb de gas ($g$) por libra de agua ($w$) (o bien, 1.5 kg (gas)/kg (agua). El gas entra a 850°F y sale a 355°F (o bien, a 454°C y 179°C, respectivamente); el agua entra a 120°F (49°C). Calcular la temperatura de salida del agua y la DMLT (a) para corrientes paralelas, y (b) para corrientes contrarias. No hay pérdidas de energía externas.

**Solución.** La energía cedida por el gas caliente es igual a la absorbida por el agua, es decir,

$$Q_w = Q_g$$

$$m_w c_{pw}(t_2 - t_1) = m_g c_{pg}\ (t_b - t_a)$$

$$(1)(t_2 - 120) = (1.5)(0.27)(850 - 355)$$

La temperatura del agua de salida es

$$t_2 = (1.5)(0.27)(495) + 120$$

$$= 200 + 120 = 320°F$$

O sea, 160°C.

(a) A CONTRAFLUJO: De la ecuación (19-6),

$$DMLT = \frac{\Delta t_A - \Delta t_B}{\ln \Delta t_A / \Delta t_B}$$

$$= \frac{530 - 235}{\ln\ (530/235)} = 363°F$$

Es decir, 184°C

(b) A FLUJO PARALELO:

$$DMLT = \frac{730 - 35}{\ln\ (730/35)} = 229°F$$

que son 109°C.

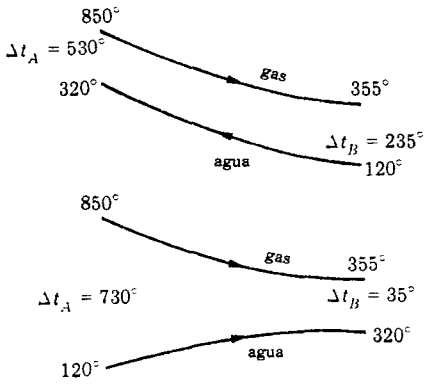



**Fig. 19/6.** *Gradientes de temperatura.*

## 19.14 RADIACION TERMICA O CALORIFICA

Todos los cuerpos *radian* calor. Si dos cuerpos estuvieran totalmente aislados en un vacío con respecto a cualquiera otros cuerpos, pero no entre sí, el cuerpo más frío ($F$) radiaría calor hacia el más caliente ($C$); y recíprocamente, este último radiaría calor hacia el primero. Con fines de explicación, considere que todo el calor radiante de $C$ va hacia $F$, y que toda la radiación térmica de $F$ va hacia $C$. Entonces el cuerpo $F$ se calentaría porque, debido a su temperatura inferior, radia menos calor que el que recibe de $C$. La radiación térmica o calor radiante es radiación de la misma naturaleza que las ondas de luz o las de radio. Al igual que otras ondas que inciden sobre un cuerpo, algunas se reflejarán (la fracción que lo hace está indicada por la *reflectancia* $\rho$), algunas serán absorbidas (y esta fracción la indica la absorbencia o *absortancia*, $\alpha$), y si el cuerpo es transparente a la radiación, algunas se transmitirán a través del cuerpo (y tal fracción es señalada por la *transmitancia*, $\tau$). La suma de estas tres fracciones (o coeficientes de reflexión, de absorción o de transmisión) es $\rho + \alpha + \tau = 1$. Los cuerpos que son opacos a la luz son, por lo general, también opacos al calor radiante (esto es cierto para la mayoría de los sólidos). Tratándose de las sustancias opacas, la energía calorífica radiante es absorbida o reflejada, caso en el cual *la reflectancia más la absortancia es igual a la unidad.* En el otro extremo, algunos gases y ciertas variedades de vidrio *transmiten* casi todo el calor radiante. Los metales intensamente pulidos son tan buenos reflectores que reflejan la mayor parte del calor radiante.

Un cuerpo que absorbe toda la radiación térmica que incide en él se denomina ***cuerpo negro***, concepto hipotético para considerar una capacidad absortiva (o *absortividad*) igual a la unidad. Un cuerpo negro es también el radiador óptimo o perfecto. A una temperatura particular, los cuerpos reales radian menos calor que un cuerpo negro y reciben el nombre de *cuerpos grises*. El cociente de la radiación de un cuerpo real y la radiación proveniente de un cuerpo negro a la misma temperatura, se conoce como ***emitancia*** $\varepsilon$. La emitancia no es una propiedad constante (ver la tabla X) y generalmente aumenta con la temperatura del cuerpo radiador.

La ley de Kirchoff se puede enunciar como sigue: la absortancia $\alpha$ y la emitancia $\varepsilon$ de un cuerpo son iguales cuando se encuentra en equilibrio térmico con sus alrededores. A partir de esta aseveración podemos ver que la emitancia de metales altamente pulidos puede ser muy baja.

El objeto más aproximado a un cuerpo negro se obtiene con un recipiente hueco perfectamente cerrado en el que hay sólo un pequeño orificio a través del cual puede pasar calor radiante al interior. Una vez dentro, la radiación calorífica tiene pocas probabilidades de

ser reflejado de modo que salga por el orificio. De esta manera, según los fines prácticos, este recipiente absorbe toda la energía que entra por la perforación.

## 19.15 LEY DE STEFAN-BOLTZMANN

La ley de Stefan-Boltzmann establece que la cantidad de radiación proveniente de un cuerpo negro es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura absoluta, $Q_R = \sigma A T^4$, donde $\sigma = (0.1713)\ (10^{-8})$ es la constante Stefan-Boltzmann para $Q_R$ en Btu por hora, y $A$ es el área de radiación en pies cuadrados del cuerpo negro cuya temperatura en la superficie es de $T°R$. Como es usual, esta ecuación en el caso de una situación ideal debe ser modificada para las situaciones reales. Como ya hemos dicho, el calor neto transferido por radiación es resultado de un intercambio de radiaciones, la proveniente del cuerpo caliente hacia el cuerpo frío, menos la que procede de este último. Además deben tomarse en cuenta la emitancia efectiva y el hecho de que toda la radiación proveniente de una fuente determinada no incidirá sobre la superficie. A continuación se desarrollarán medios para manejar estas emitancias efectivas, así como las configuraciones de las superficies, en una situación dada.

## 19.16 ALGUNAS DEFINICIONES BASICAS

Las siguientes definiciones son necesarias para expresar una cierta cantidad de calor radiante $q$ en términos de las diversas variables.

***Radiosidad***, representada por $J$, es la energía radiante total que emana de una unidad de área superficial por unidad de tiempo; incluye las energías emitida y reflejada.

***Irradiación***, simbolizada por $G$, es la energía radiante total que incide sobre una unidad de área superficial por unidad de tiempo.

***Poder emisivo total***, denotado por $w$, es la radiación térmica total emitida por unidad de área de la superficie de un cuerpo negro y por unidad de tiempo; no se incluye la energía reflejada.

Estas tres definiciones, en combinación con las de §19.14, llevan a la relación útil que sigue:

**(a)** $$J = w + \rho G$$

o bien,

$$J = w + (1 - \alpha)G = w + (1 - \varepsilon)G$$

La *intensidad de radiación*, denotada por $I$, es el flujo de radiación térmica desde una superficie, incluido en un ángulo sólido unitario, por unidad de área superficial proyectada normalmente a la línea que une el área y el punto de observación. La relación entre la radiosidad $J$ y la intensidad $I$ se puede demostrar que es $J = \pi I$.

## 19.17 FACTOR DE CONFIGURACION

En la mayor parte de los problemas de radiación intervienen dos o tres superficies, y requieren algo para tener en cuenta la fracción de energía radiante difusa que sale de una superficie e incide directamente sobre otra u otras. Esta parte fraccional es ocasionada

por las configuraciones espaciales de las dos (o más) superficies en estudio y se conoce como ***factor de configuración***. En el caso general, considere dos áreas $A_1$ y $A_2$ ubicadas arbitrariamente en el espacio. Ver la figura 19/7.

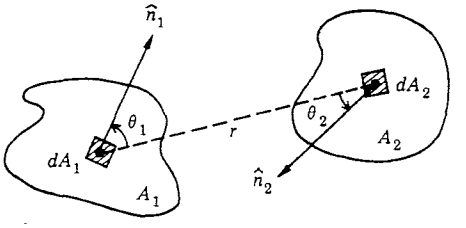



**Fig. 19/7.** *Dos áreas radiadoras en el espacio.* Las $\hat{n}$ representan las normales a la superficie.

La energía radiante que sale de $dA_1$ y llega a $dA_2$ viaja según la línea recta que une las dos áreas. La cantidad de energía radiante que sale de $dA_1$ directamente hacia $dA_2$, por unidad de ángulo sólido, es

**(a)** $$dq_1 = I_1 \, dA_1 \cos \theta_1$$

Definiendo ahora el ángulo sólido subentendido por $dA_2$ como

**(b)** $$d\phi = (dA_2 \cos \theta_2)/r^2$$

tenemos para la radiación total que llega a $dA_2$ desde $dA_1$, que

**(c)** $$d^2q = \frac{I_1 \cos \theta_1 \cos \theta_2 \, dA_1 dA_2}{r^2}$$

lo cual, luego de la integración da

**(d)** $$q = \int_{A_1} \int_{A_2} I_1 \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2} \, dA_1 \, dA_2$$

Ahora bien, la energía radiante total que sale de $A_1$ es $A_1J_1 = \pi I_1 A_1$; por lo tanto, la fracción que incide sobre $dA_1$ es

**(e)** $$F_{12} = q/\pi I_1 A_1 \qquad \text{o bien } I_1 = \frac{q}{F_{12}\pi A_1}$$

y, sustituyendo en **(d)**,

(19-8) $$F_{12} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r^2} \, dA_1 \, dA_2$$

Aquí $F_{12}$ recibe el nombre de "factor de configuración" (además de los de factor angular, factor geométrico, factor de forma, etc.). De manera que el factor de configuración es la fracción de energía radiante difusa que sale de una superficie en el espacio e incide directamente sobre otra superficie. Su valor se basa únicamente en el modo en que se encuentran colocadas las dos superficies.

Ahora podemos decir que la energía radiante que choca contra un cuerpo negro al provenir desde otro es

$$q_{12} = F_{12}\sigma T_1^4 A_1$$

Además, la cantidad de energía radiante que incide en $A_1$ desde $A_2$ es

$$q_{21} = F_{21}\sigma T_2^4 A_2$$

y el calor neto recibido da

(19-9) $$q_{12\text{neto}} = q_{12} - q_{21} = F_{12}\sigma A_1(T_1^4 - T_2^4)$$

donde $A_1F_{12} = A_2F_{21}$ puesto que $q_{12}$ neto vale cero si $T_1 = T_2$.

También es cierto que

(f) $$\sum_i F_{1_i} = 1$$

para las $i$ superficies vistas desde el área $A_1$, pues toda la energía emitida por $A_1$ debe llegar a algún lugar.

La tabla XI y los diversos diagramas que le siguen presentan muchas situaciones y los medios para la determinación del valor de $F_{12}$ en cada caso.

## 19.18 RADIACION ENTRE CUERPOS GRISES

Como todos los cuerpos (superficies) son reales, debemos considerar sus emitancias respectivas además de sus configuraciones.

Sea la cantidad de calor radiante $q_1$ que sale de la superficie $A_1$,

(a) $$q_1 = A_1(J_1 - G_1)$$

o bien

$$q_1/A_1 = J_1 - G_1$$

Pero,

$$J_1 = \varepsilon_1 w_1 + \rho G_1 = \varepsilon_1 \dot{w}_1 + (1 - \alpha)G_1 = \varepsilon_1 w_1 + (1 - \varepsilon_1)G_1$$

y entonces

$$G_1 = [1/(1 - \varepsilon_1)](J_1 - \varepsilon_1 w_1)$$

Al introducir esta última expresión en la ecuación **(a)** resulta

$$q_1/A = J_1 - \left(\frac{1}{1 - \varepsilon_1}\right)(J_1 - \varepsilon_1 w_1)$$

$$= \frac{w_1 - J_1}{(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1}$$

o bien,

$$q_1 = \frac{w_1 - J_1}{(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 A_1} \tag{b}$$

La ecuación **(b)** sugiere una analogía eléctrica en la que la corriente $q_1$ es similar a la diferencia de potencial $(w_1 - J_1)$ dividida entre la resistencia $(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 A_1$. En un circuito análogo se tendría lo que se muestra en la figura 19/8.

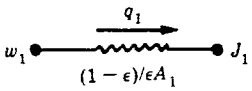



**Fig. 19/8.**

Si ahora aplicamos esta idea a dos superficies $A_1$ y $A_2$, ubicadas relativamente en un espacio y que intercambian calor radiante, se concluye que

$$q_{12} = J_1 A_1 F_{12} - J_2 A_2 F_{21} = A_1 F_{12}(J_1 - J_2)$$
$$= \frac{J_1 - J_2}{1/(A_1 F_{12})} = \frac{J_1 - J_2}{1/(A_2 F_{21})} \tag{c}$$

Aquí, la resistencia debida a la configuración del espacio es $1/(A_1 F_{12})$, o bien, $1/(A_2 F_{21})$, donde la resistencia debida al efecto gris es $(1 - \varepsilon)/\varepsilon A$. Cuando se considera en una analogía eléctrica, incluso la más compleja situación puede resolverse con cierta facilidad.

### 19.19 Ejemplo: Dos superficies grises en el espacio

Dos planos grises paralelos $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ en el espacio están intercambiando calor radiante. Emplear el método de la analogía eléctrica y determinar el calor radiante neto que sale de la superficie $A_1$.

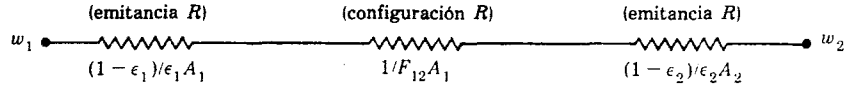



**Fig. 19/9.**

**Solución.** La analogía eléctrica se presentaría como tres resistencias en serie, figura 19/9. La resistencia total es

$$R_T = (1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 A_1 + 1/F_{12}A_1 + (1 - \varepsilon_2)/\varepsilon_2 A_2$$

A partir de $I = E/R$ (o sea, la ley de Ohm):

$$q_{12} = \frac{w_1 - w_2}{(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 A_1 + 1/F_{12}A_1 + (1 - \varepsilon_2)/\varepsilon_2 A_2}$$

$$= \frac{\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4}{(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 A_1 + 1/F_{12}A_1 + (1 - \varepsilon_2)/\varepsilon_2 A_1 (F_{12}/F_{12})}$$

$$q_{12} = \frac{A_1\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 + 1/F_{12} + (1 - \varepsilon_2)F_{21}/\varepsilon_2 F_{12}}$$

Si los planos son infinitos, $F_{12} = 1 = F_{21}$ y así,

$$q_{12\text{neto}} = \frac{A_1\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 + 1 + (1 - \varepsilon_2)/\varepsilon_2}$$

$$= \frac{A_1\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1}$$

## TABLA IX Factores de configuración (espacio) para la ecuación de radiación*

| *Caso* | *Configuración de la superficie* | *Area, A* | $F_{12}$ |
|---|---|---|---|
| 1 | Planos paralelos infinitos | Uno u otro | 1 |
| 2 | Cuerpo 1 completamente encerrado, pequeño comparado con el cuerpo 2 encerrante | $A_1$ | 1 |
| 3 | Cuerpo 1 completamente encerrado, grande comparado con el cuerpo 2 encerrante | $A_1$ | 1 |
| 4 | Esferas concéntricas o cilindros infinitos coaxiales | $A_1$ | 1 |
| 5 | Elemento $dA$ y superficie rectangular por encima del mismo y paralela a él, con un vértice del rectángulo contenido en la normal a $dA$ | $dA$ | Dado en la figura 19/10 |
| 6 | Discos circulares paralelos de igual diámetro con centros en la misma normal a sus planos, o bien, | Uno u otro | Dado en la figura 19/11 |
| 7 | Dos rectángulos iguales en planos paralelos y directamente opuestos entre sí | Uno u otro | Dado en la figura 19/12 |
| 8 | Dos rectángulos perpendiculares con una común | $A_1$ | Dado en la figura 19/13 |

*Hottel[19.9].

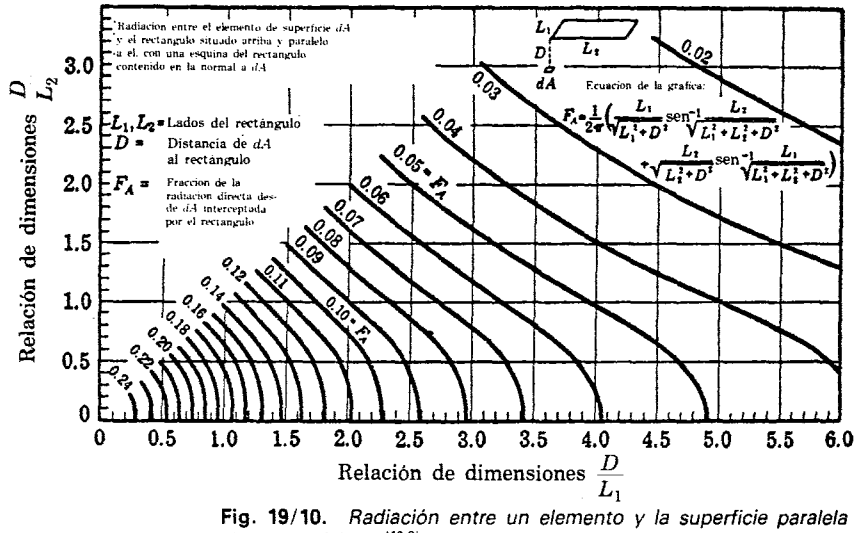



**Fig. 19/10.** *Radiación entre un elemento y la superficie paralela rectangular sobre el elemento.* (Hottel[19.9].)

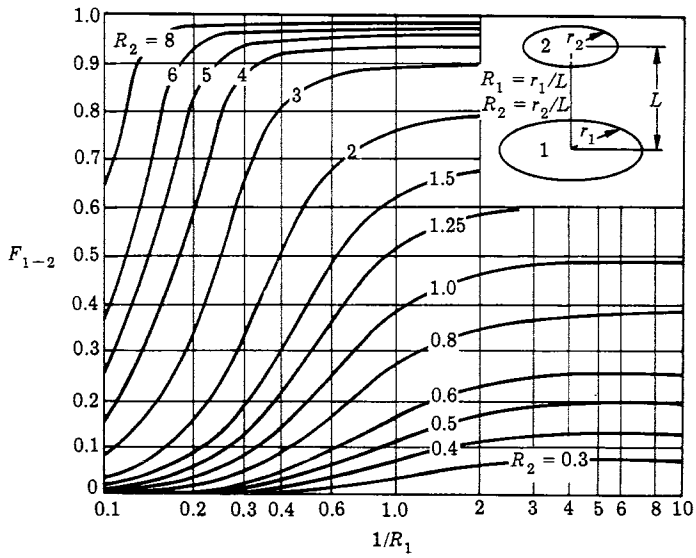



**Fig. 19/11.** *Factor de forma de radiación para discos paralelos y concéntricos.* (Chapman[19.14].)

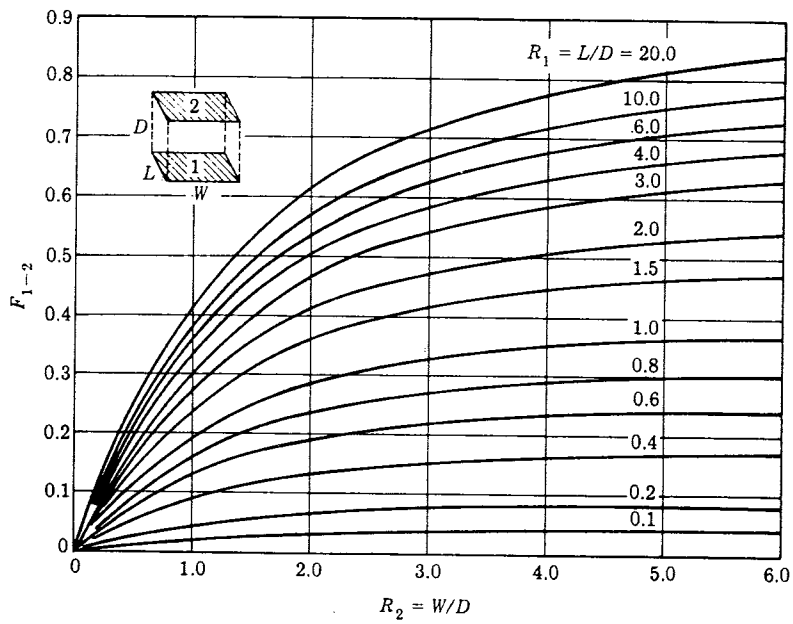



**Fig. 19/12.** *Factor de forma de radiación para rectángulos paralelos, directamente opuestos.* (Chapman[19.14].)

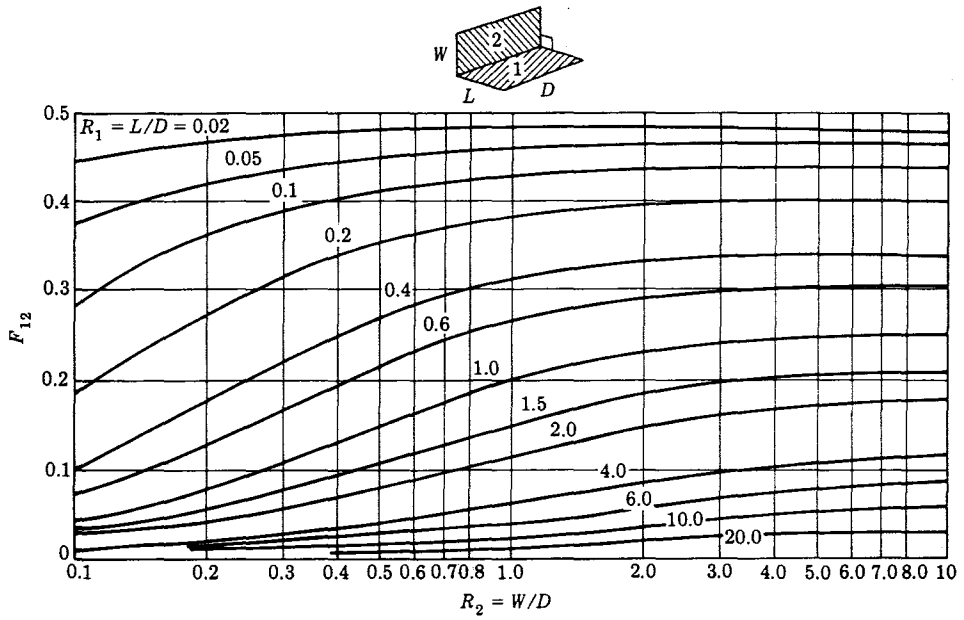



**Fig. 19.13.** *Factor de forma de radiación para rectángulos perpendiculares con un borde común.* (Chapman[19.14].)

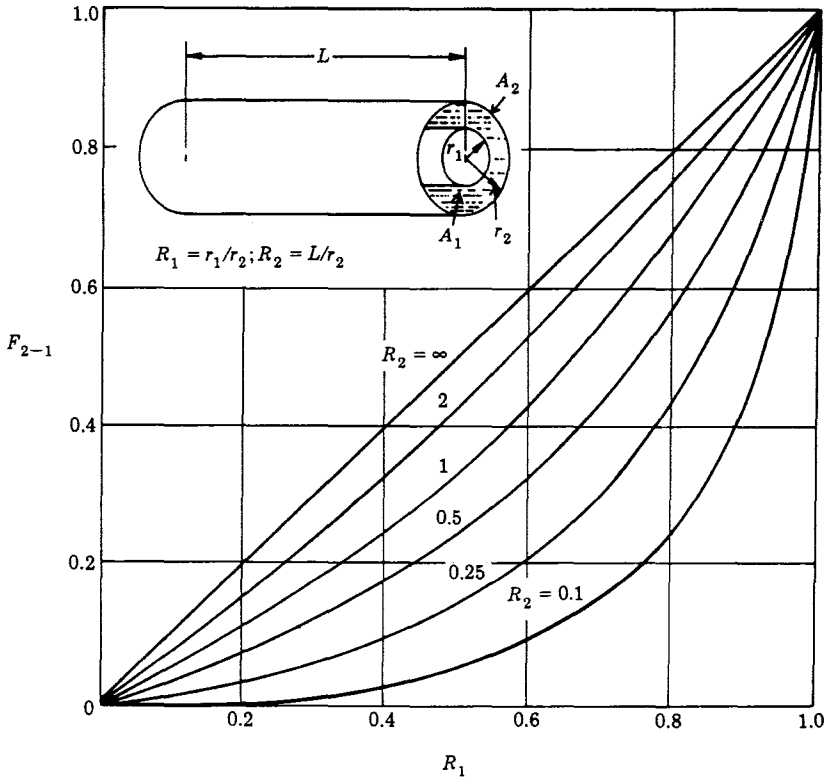



**Fig. 19/14.** *Factor de forma de radiación para cilindros concéntricos de longitud finita.* (Chapman[19.14].)

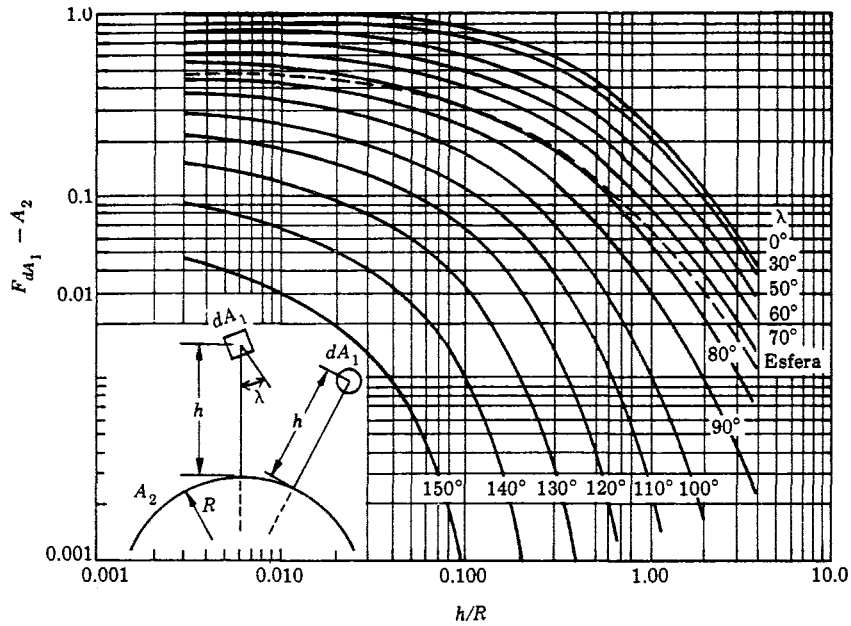



**Fig. 19/15.** *Factor de forma de radiación para esferas y planos infinitesimales en presencia de una esfera grande.* (Chapman[19.14].)

## 19.20 Ejemplo: Tubería de vapor

La línea de conducción de vapor en §19.11 tiene una temperatura superficial exterior en el aislamiento de 130°F (54°C) y se localiza en un gran recinto donde la temperatura ambiente es de 90°F (32°C). Calcular el calor radiado por unidad de longitud de tubería.

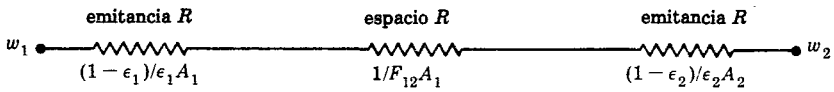



**Fig. 19/16.**

**Solución.** El área externa del aislamiento es $A_1 = 5\pi/12 = 1.31$ pie$^2$/pie de longitud. De la tabla IX, caso 2, se tiene que $F_{12} = 1$. La analogía eléctrica se muestra en la figura 19/16. Ahora bien, $A_1F_{12} = A_2F_{21} = A_1$, puesto que $F_{12} = 1$. De manera que $F_{21} = A_1/A_2$, un valor muy pequeño, pues $A_2$ es grande comparada con $A_1$. Al sumar las resistencias obtenemos

$$(1 - \varepsilon_1)\varepsilon_1 A_1 + 1/A_1 + (1 - \varepsilon_2)F_{21}/\varepsilon_2 A_1$$

Podemos eliminar el término $(1 - \varepsilon_2)F_{21}/\varepsilon_2 A_1$ puesto que es pequeño en comparación con los otros dos, y obtener $(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 A_1 + 1/A_1$ como resistencia total.

Entonces

**(a)**

$$q_{12} = \frac{\sigma[T_1^4 - T_2^4]}{(1 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 A_1 + 1/A_1}$$

$$= \sigma A_1 \varepsilon_1 [T_1^4 - T_2^4]$$

A partir de la tabla X, $\varepsilon_1 = 0.93$ (aprox.) y

$$q_{12} = (0.1713 \times 10^{-8})(1.31)(0.93)[590^4 - 550^4]$$

$$= (0.1713)(1.31)(0.93)[5.90^4 - 5.50^4]$$

$$= 62 \text{ Btu/h (por pie de longitud)}$$

## TABLA X Emitancias normales totales*

| Material | | *Temperatura del cuerpo radiador, °F (S = Radiación solar)* | Emitancia |
|---|---|---|---|
| Aluminio, oxidado | (a) | 100-1000 | 0.11-0.18 |
| Aluminio, lámina de; con una capa de pintura | (b) | 212 | 0.087 |
| de aceite (de linaza) | (b) | 212 | 0.561 |
| Aluminio, pintura de; 26% Al y 27% laca | (b) | 212 | 0.3 |
| Asbesto, papel de | (b) | 100-700 | 0.93-0.945 |
| Latón, lámina despulida | (b) | 120-660 | 0.22 |
| Ladrillo, rojo | (a) | *S* | 0.70 |
| silícico | (a) | 2500 | 0.84 |
| refractario, negro y cromo | (a) | 200-1 000-2 000 | 0.92-0.97-0.98 |
| Cromo pulido | (b) | 100-2 000 | 0.08-0.36 |
| Concreto | (a) | 2 500-*S* | 0.63-0.65 |
| Hierro, lámina de; galvanizada | | | |
| brillante | (b) | 82 | 0.23 |
| oxidada | (b) | 75 | 0.28 |
| Vidrio | (b) | 72 | 0.94 |
| Negro de humo, depósito áspero | (b) | 212-932 | 0.84-0.78 |
| Pintura | | | |
| negra | (a) | 200-600-1 000-*S* | 0.92-0.95-0.97-0.90 |
| verde | (a) | 200-600-1 000-*S* | 0.93-0.90-0.80-0.50 |
| blanca | (a) | 200-600-1 000-*S* | 0.92-0.84-0.68-0.30 |
| Acero inoxidable 301, limpio | (b) | 450-1 740 | 0.57-0.55 |
| Acero, oxidado | (a) | 100-1 000 | 0.79-0.79 |
| pulido | (a) | 100-1 000-*S* | 0.07-0.14-0.45 |
| lámina de, | (b) | 70 | 0.66 |
| lámina áspera | (b) | 100-700 | 0.94-0.97 |
| Agua | (b) | 32-212 | 0.95-0.963 |

* Valores seleccionados de (a) Croft [19.27] y (b) McAdams [19.1]

## 19.21 RADIACION DE LOS GASES

En los hogares de calderas y en hornos industriales, el calor transmitido por radiación es la parte principal del total, circunstancia que era de esperar en general, ya que la temperatura de la superficie radiadora es elevada y la radiación calorífica es función de la cuarta potencia de la temperatura absoluta. Los procesos de la transferencia son complicados. Las paredes de un hogar o un horno se calientan mucho, y por tanto emiten grandes cantidades de calor radiante. Pero, como las paredes por lo general se hallan aisladas térmicamente, de manera que las pérdidas por conducción son insignificantes, usualmente se las considera como no conductoras. Así, después de que se ha logrado un funcionamiento en régimen

constante, las paredes vuelven a radiar tanto calor como el que reciben.

La cantidad de calor radiante que llega a las superficies que van a ser calentadas, desde fuentes como el lecho de carbón incandescente y las paredes refractarias, se ve afectada por las propiedades de los gases situados en el camino. Algunos, como el dióxido de carbono y el vapor de agua, absorben fácilmente el calor radiante. Si tiene que haber una gruesa capa de tales gases entre la fuente radiadora y la superficie calentada, una gran parte de la radiación proveniente de la fuente puede ser absorbida por los gases. Sin embargo, las sustancias gaseosasd que absorben con facilidad la energía radiante también son buenos radiadores (su absortancia es igual a su emitancia). Otros gases con absortancias y emitancias de valor significativo son los hidrocarburos, el amoniaco, el monóxido de carbono y el dióxido de azufre. Por otra parte, los gases diatómicos absorben muy poca radiación y, por lo tanto, son radiadores deficientes. Suele observarse que el aire es calentado muy poco por el calor radiante que proviene del Sol o de una chimenea doméstica. El eternamente presente vapor de agua del aire atmosférico origina una absorción hasta de 20% de la radiación incidente, y la cantidad absorbida depende de la humedad relativa; ver [19.1], [19.2] y [19.27].

## 19.22 REPASO DE LAS UNIDADES

Ahora que se han descrito la conducción y la radiación térmicas es posible analizar la convección. Antes de seguir adelante con este estudio, hay que repasar §§1.6-1.12 acerca del tema de las unidades. En la convección térmica (el coeficiente pelicular $h$) se consideran cantidades adimensionales; es decir, grupos de parámetros que en conjunto carecen de unidades. Recordemos que un sistema congruente es aquel que se basa en la ley de Newton $F = ma/k$, que define la unidad de masa y la unidad de fuerza cuando la constante de proporcionalidad es igual a 1.

Aunque no es la intención ahora el estudiar de nuevo el tema de las unidades, hay que tener una idea clara de los sistemas gravitacionales métrico e inglés, los sistemas combinados, el CGS y el SI. Desafortunadamente, existen tablas, gráficas y diagramas basados en cualquiera de ellos, y los valores que de allí se tomen deben ser examinados según las unidades antes de emplearlos en la resolución de problemas de transferencia de calor, particularmente cuando se incluye la convección. Debido a que la transmisión convectiva depende mucho de la viscosidad, del análisis dimensional y del movimiento de los fluidos, estos temas se abordarán en las secciones siguientes.

## 19.23 VISCOSIDAD

El coeficiente pelicular de transferencia de calor $h$ depende, de entre otros factores, de la ***viscosidad absoluta*** de un fluido. Un ligero examen de las publicaciones técnicas revelará cinco o más unidades empleadas para la viscosidad (absoluta); como los autores a veces no señalan explícitamente las unidades, y la congruencia en éstas debe observarse siempre en los problemas de transferencia de calor, es conveniente saber el concepto físico de la viscosidad.

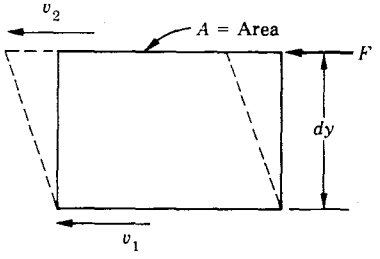



**Fig. 19/17.**

Considere un elemento de fluido en movimiento (fig. 19/17). Si existe algún *esfuerzo cortante* en el fluido, habrá un movimiento relativo de una capa respecto de otra capa del mismo fluido. De esta manera, la superficie interior de este elemento se desplaza con una velocidad $\mathscr{v}_1$, y la superficie superior se mueve con una velocidad $\mathscr{v}_2$. El cambio de velocidad es $\mathscr{v}_2 - \mathscr{v}_1 = d\mathscr{v}$ para una distancia $dy$ entre los planos. El gradiente de velocidad es $d\mathscr{v}/dy$, y la ley de Newton para este fenómeno indica que el *esfuerzo cortante sobre el fluido*, F/A, *es proporcional al gradiente de velocidad*, o sea,

$$\frac{F}{A} = \mu \frac{d\mathscr{v}}{dy} \qquad \text{[FLUIDO NEWTONIANO]}$$

donde $\mu$ es la constante de proporcionalidad y recibe el nombre de ***viscosidad absoluta***, o simplemente ***viscosidad***, del fluido. Despejando $\mu$ e indicando sus dimensiones tenemos,

$$\mu = \frac{F\,dy}{A\,d\mathscr{v}} \rightarrow \frac{(\text{fuerza})(L)}{L^2(L/\tau)}$$

donde (fuerza) es la unidad respectiva por considerar. Ahora bien, si empleamos un sistema gravitacional (basado en el ***kilogramo fuerza*** o en la ***libra fuerza***), las unidades de $\mu$ serían por ejemplo,

**(b)** $$\mu' \rightarrow \frac{PL}{L^2(L/\tau)} = \frac{P\tau}{L^2} \rightarrow \frac{\text{kgf}\cdot\text{seg}}{\text{m}^2} \qquad \text{[GRAVITACIONAL]}$$

donde $P$ representa la unidad de fuerza. Si se considera un sistema absoluto (basado en la unidad de *masa*, $M$), la unidad de *fuerza* (por $F = ma$) se expresaría como $ML/\tau^2$; de modo que para $\mu$ tendríamos, por ejemplo,

**(c)** $$\mu \rightarrow \frac{ML}{\tau^2}\left(\frac{\tau}{L^2}\right) = \frac{M}{\tau\cdot L} \rightarrow \frac{\text{kg}}{\text{seg}\cdot\text{m}} \qquad \text{[ABSOLUTO]}$$

La relación entre estos valores de viscosidad es $\mu = k\mu'$; o bien, $\mu' = \mu/k$, donde las unidades de tiempo y longitud son las mismas en cada caso. Las unidades gravitacionales de viscosidad carecen de nombre; *poisel* es una denominación que se ha propuesto para la unidad lb(masa)/seg·pie.

Las unidades CGS de viscosidad, el *poise* (din·seg/cm$^2$) y el *centipoise* (cp = 0.01 poise), se utilizan con frecuencia. Las conversiones se pueden realizar como sigue:

$$(\text{viscosidad en lb/seg}\cdot\text{pie})(1\,490) = (\text{viscosidad en cp})$$

$$(\text{viscosidad en lbf}\cdot\text{seg/pie}^2)(47\,800) = (\text{viscosidad en cp})$$

La unidad SI de viscosidad es el $N \cdot seg/m^2$ y recibe el nombre de *poiseuille*. Las viscosidades de algunos fluidos se muestran en las figuras 19/18, 19/19 y 19/20. La variación de la viscosidad con la presión puede despreciarse, en tanto la presión no varíe mucho en la práctica. Las unidades de tiempo y longitud pueden diferir del segundo y el metro o el pie, en el caso de la viscosidad; por tanto, el lector debe estar prevenido acerca de cuáles unidades de viscosidad son las empleadas.

## 19.24 VISCOSIDAD CINEMATICA

El valor de la viscosidad (absoluta) a menudo se expresa en función de la llamada *viscosidad cinemática* $\nu$ (la letra griega nu), que se define como la relación de la viscosidad y la densidad; $\nu = \mu/\rho$. Las dimensiones de la viscosidad cinemática son las mismas en uno u otro de los sistemas de unidades mencionados anteriormente; así,

$$\nu = \frac{\mu'}{\rho'} \rightarrow \frac{P\tau/L^2}{P\tau^2/L^4} = \frac{L^2}{\tau} \qquad \text{y} \qquad \nu = \frac{\mu}{\rho} \rightarrow \frac{M/\tau L}{M/L^3} = \frac{L^2}{\tau}$$

[GRAVITACIONAL] [ABSOLUTO]

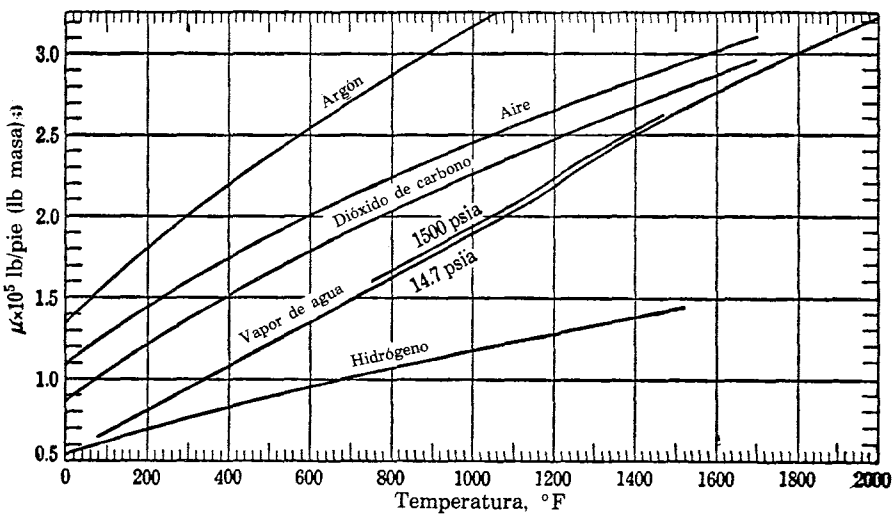



**Fig. 19/18.** *Viscosidades absolutas de gases.* Divida entre **k** para obtener $lb \cdot seg/pie^2$. (En el sistema de libra fuerza). Gráfica obtenida a partir de Hilsenrath y Touloukian[19.26]. Excepto para la curva de vapor de agua a 1 500 psia, la presión es de 1 atm. A presiones más elevadas, la viscosidad del vapor aumenta sustancialmente. El efecto de la presión sobre la viscosidad generalmente se vuelve más y más pronunciado conforme la presión se incrementa, y a distintos grados a diferentes temperaturas. Podría parecer que una extrapolación moderada es segura.

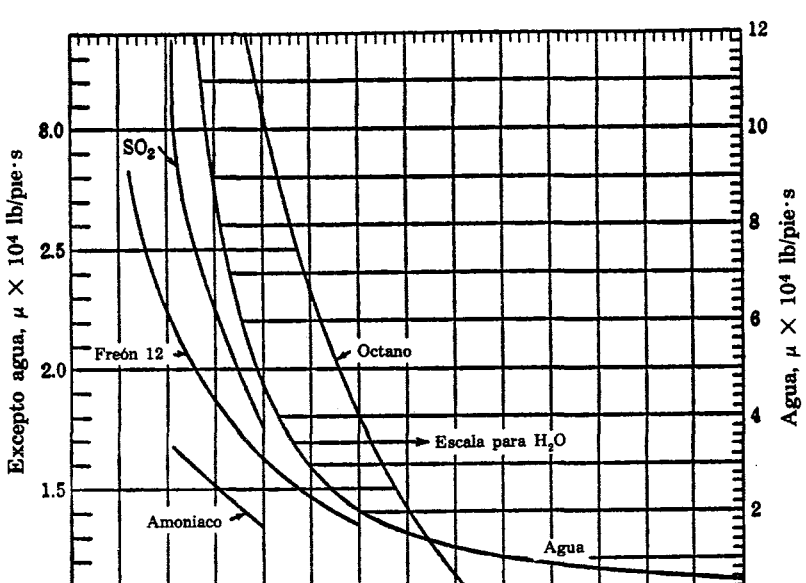



**Fig. 19/19.** *Viscosidad absoluta de algunos líquidos.* Divida entre **k** para convertir a lb·seg/pie$^2$. (En el sistema de libra fuerza). Gráfica obtenida a partir de los datos en Keenan y Keyes, McAdams[19.1] y ASHRAE[19.3]

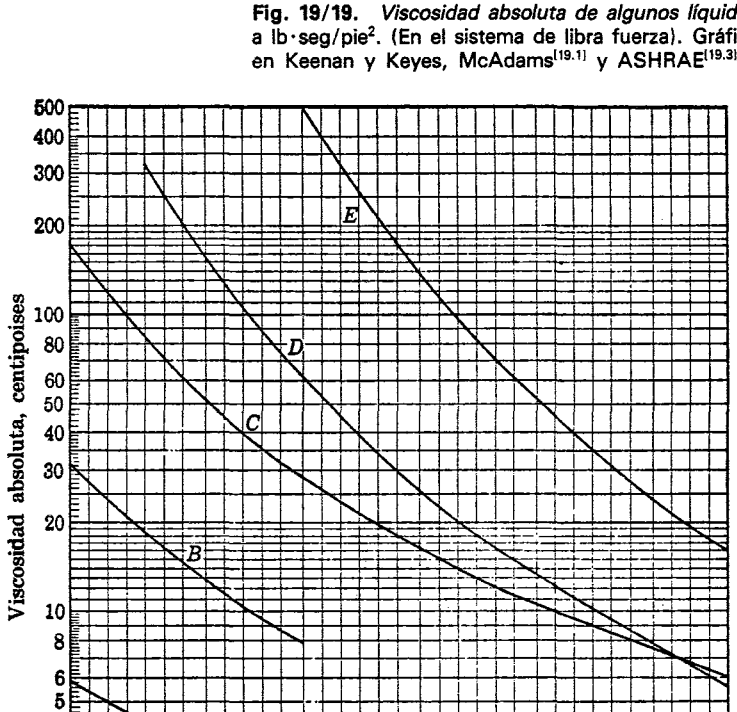



**Fig. 19/20.** *Viscosidades absolutas de petróleos crudos específicos.*

En los sistemas gravitacionales métrico e inglés, estas unidades son, por ejemplo, $m^2/seg$, o bien, $pie^2/seg$, pero la viscosidad cinemática generalmente se expresa en las unidades CGS *stokes* y *centistokes*. En lo sucesivo se omitirá la marca de prima en el símbolo $\nu'$ y las unidades se indicarán, o se definirán por el contexto. En el SI la unidad es el $m^2/seg$.

## 19.25 ANALISIS DIMENSIONAL Y CANTIDADES ADIMENSIONALES

La siguiente explicación revela la naturaleza de muchas de las deducciones concernientes al flujo de los fluidos y a la convección térmica. El método empleado se conoce como *análisis dimensional*. Suponga que deseamos estudiar los factores que definen la caída de presión del fluido que circula por una tubería. A partir de una consideración de la caída de presión por longitud unitaria de tubo, $\Delta p/x$ sería una función de (1) el tamaño (o diámetro) $D$ de la tubería, porque es de esperar que la caída de presión aumente conforme la tubería es más pequeña y otros factores permanecen iguales, (2) la velocidad del flujo $\mathscr{v}$, puesto que es seguro que cuanto más rápido circule un fluido por una tubería, tanto mayor será la caída de presión, (3) la viscosidad del fluido $\mu$, porque hemos observado que, por ejemplo, los aceites pesados no fluyen tan fácilmente como la gasolina ligera, y (4) la densidad del fluido $\rho$, porque si hay aceleración en las partículas del fluido, como sucede en un flujo turbulento, la energía que contrarreste estos efectos provendrá del trabajo realizado, que representa la caída de presión. La afirmación anterior puede escribirse en la forma

**(a)**
$$\frac{\Delta p}{x} = \phi\ (D^a \mathscr{v}^b \mu^c \rho^d)$$

donde $a$, $b$, $c$ y $d$ son exponentes con valor desconocido, $\phi$ significa *función de*, y $x$ es la longitud de la tubería. Ahora bien, la ecuación **(a)** debe tener las mismas dimensiones a cada lado del signo = para que sea físicamente correcta. El siguiente paso consiste en sustituir en la ecuación **(a)** las dimensiones de las diversas cantidades en lugar de las cantidades mismas. Las unidades o dimensiones deben ser congruentes: cualquier sistema produce el mismo resultado. Si la *unidad de fuerza* se toma como base, la densidad $\rho$ tendrá las dimensiones $P\tau/L^4$, §19.24, y la viscosidad, las dimensiones $P\tau/L^2$[ecuación (b), §19.23]. Como las dimensiones de la presión son $P/L^2$, podemos escribir la ecuación dimensional correspondiente a la ecuación **(a)** como

$$\frac{P}{L^3} = L^a \left(\frac{L}{\tau}\right)^b \left(\frac{P\tau}{L^2}\right)^c \left(\frac{P\tau^2}{L^4}\right)^d$$

Si esta ecuación está equilibrada dimensionalmente, los exponentes de las $P$ en el segundo miembro deben reducirse a 1, porque el exponente de $P$ en el primer miembro es 1. Además, el exponente de $L$ debe ser $-3$ en el lado derecho, ya que ese es su valor en el lado izquierdo del signo "igual". El exponente de $\tau$ debe ser cero. Así pues, considerando los exponentes de las $P$,

**(b)**
$$1 = c + d$$

De los exponentes de las $L$, tenemos

**(c)**
$$-3 = a + b - 2c - 4d$$

y para las $\tau$,

**(d)** $$0 = -b + c + 2d$$

En estas tres ecuaciones hay cuatro incógnitas. Por ello, en este caso, los valores numéricos de $a$, $b$, $c$ y $d$ no pueden calcularse. Sin embargo, es posible reducir el número de exponentes desconocidos a uno solo, si despejamos $a$, $b$ y $d$ en términos de $c$, tal como se indica. De la ecuación **(b)**,

**(e)** $$d = 1 - c$$

de las ecuaciones **(d)** y **(e)**,

**(f)** $$b = 2 - c$$

y de las ecuaciones **(c)**, **(e)** y **(f)**,

$$a = -1 - c$$

Al sustituir estos valores de $a$, $b$ y $d$ en $\Delta p/x = \phi(D^a \rho^b \mu^c \rho^d)$ obtenemos

$$\frac{\Delta p}{x} = \phi(D^{-1-c}\, \mathscr{v}^{2-c} \mu^c \rho^{1-c})$$

$$= \phi\left(\frac{1}{DD^c} \times \frac{\mathscr{v}^2}{\mathscr{v}^c} \times \mu^c \times \frac{\rho}{\rho^c}\right) = \phi\left[\frac{\mathscr{v}^2 \rho}{D}\left(\frac{\mu}{D\mathscr{v}\rho}\right)^c\right]$$

Este es el límite hasta donde el análisis dimensional puede llevarnos. La forma de la función $\phi$ debe encontrarse a partir de datos experimentales. Supongamos que la forma de la función es

**(g)** $$\frac{\Delta p}{x} = C\,\frac{\mathscr{v}^2 \rho}{D}\left(\frac{\mu}{D\mathscr{v}\rho}\right)^c = C\,\frac{\mathscr{v}^2 \rho}{D}\left(\frac{D\mathscr{v}\rho}{\mu}\right)^{c'}$$

donde $C$ es una constante adimensional. Dejando dos incógnitas, la constante $C$ y el exponente $c'$ $(= -c)$, puede parecer al principio que se ha logrado muy poco. Por lo contrario, hemos descubierto una muy importante agrupación de las variables. El grupo $D\mathscr{v}\rho/\mu$, denominado ***número de Reynolds*** (Re), evidentemente debe emplearse como una variable colectiva en el análisis de datos experimentales. Si se hace esto y se dispone de los informes experimentales adecuados, podemos determinar así la constante $C$ y el exponente $c'$, estableciendo de esta manera una ecuación general para el flujo de fluidos de acuerdo con los supuestos generales. Vemos entonces que el éxito del análisis dimensional depende no sólo de la determinación experimental de ciertas constantes, sino también de la corrección de las suposiciones desde el principio [ecuación **(a)**]. Un factor omitido en el análisis precedente es el grado de aspereza o rugosidad en el interior de un tubo, por lo cual es de esperar que los tubos lisos ofrezcan menos resistencia al flujo (es decir, tengan una menor caída de presión) que las tuberías rugosas. Por consiguiente, la ecuación **(g)** anterior deberá aplicarse a los datos relativos a tuberías con un grado similar de aspereza y que son geométricamente similares.

Al verificar las dimensiones del número de Reynolds sustituyendo las dimensiones de diversas cantidades que forman este número, tenemos

$$\mathrm{Re} = \frac{D\mathscr{v}\rho}{\mu} \rightarrow \frac{(L)(L/\tau)(P\tau^2/L^4)}{P\tau/L^2}$$

donde las unidades se cancelan y Re es, por lo tanto, un número adimensional. Podemos concluir que el grupo $(\Delta p)(D)/x\mathscr{v}^2\rho$ de la ecuación (g) anterior, también es un grupo adimensional, hecho que el lector es necesario que compruebe por sí mismo. Además, como las unidades de $D$ y $x$ son las mismas, $\Delta p/(\mathscr{v}^2\rho)$ también debe ser un grupo adimensional. Como práctica, el lector deberá verificar el número de Reynolds utilizando un sistema congruente basado en la *unidad de masa* y ver que es adimensional en tal sistema. El número de Reynolds tiene importancia en los problemas de transferencia de calor, así como en los de flujo de fluidos. Puede expresarse en términos de la viscosidad cinemática ($\nu = \mu/\rho$), o bien, en función de la llamada *velocidad-masa* $G$ (siendo $G = \rho\mathscr{v}$, y se considera un sistema absoluto de unidades):

$$\text{Re} = \frac{D\mathscr{v}}{\nu} = \frac{DG}{\mu}$$

De la explicación anterior vemos que el análisis dimensional da por resultado un agrupamiento lógico de las variables en grupos adimensionales, resultado que es muy útil en el análisis de fenómenos que no se hayan podido analizar mediante un planteamiento matemático directo, como el flujo de un fluido y el de calor.

## 19.26 FLUJO O CORRIENTE DE LOS FLUIDOS

Consideremos un fluido que pasa a través por un tubo. Si el número de Reynolds es menor en casi 2 100, se dice que el flujo es ***laminar*** (denominado también "tranquilo", "currentilíneo" o "viscoso"). En el flujo laminar, todas las partículas del fluido se desplazan en trayectorias paralelas en la dirección del flujo. La velocidad de la corriente en el centro de la tubería es máxima, y nula en la superficie de la misma, siendo parabólica la variación durante el flujo *isotérmico*, como se observa en la figura 19/21. No existen movimientos componentes en dirección radial. Si el fluido está siendo calentado o enfriado, la distribución de la velocidad deja de ser parabólica y se produce cierto movimiento radial del fluido. No obstante, en el caso del flujo laminar, la transferencia de calor del fluido a la tubería, o viceversa, se realiza sustancialmente por *conducción* a través de la delgada capa superficial, que tiene muy poco o ningún movimiento.

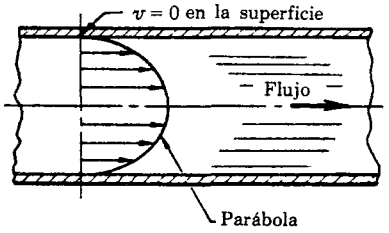



**Fig. 19/21.** *Flujo laminar.*

Supongamos que hay pequeñas salientes de rugosidad en la superficie interior de la tubería, que alteran la corriente de fluido en movimiento. Cuando el fluido choca contra esas salientes, se forman remolinos o corrientes en torbellino, de manera que parte del fluido se desplazará a través de la capa superficial estacionaria de fluido y chocará contra la pared. Las partículas del fluido que chocan contra la pared liberan energía (o la reciben), y así cierto calor es transmitido hacia (o bien, desde) la pared por convección. Las corrientes de torbellino también son producidas por cualquier tipo de obstrucción en el tubo, como válvulas y codos, pero debe observarse que el efecto de tales turbulencias al transferir calor

por convección hacia o desde la pared, es limitado y local, porque el flujo sigue siendo laminar fuera de la región de perturbación.

Si el número de Reynolds es mayor que 10 000 (mayor que 3 000 en el caso de fluidos y gases menos viscosos), se dice que el flujo es ***turbulento***. En un flujo de esta clase hay una capa delgada (con un espesor de varias micras o milésimos de milímetro) de fluido adyacente a la superficie y que tiene movimiento laminar, indicado por *a* (fig. 19/22).

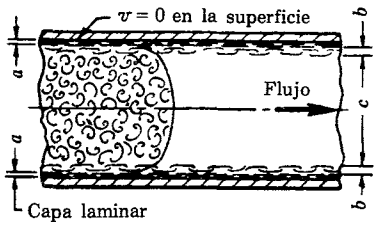



**Fig. 19/22.** *Flujo turbulento.*

En seguida se tiene una capa separadora o intermedia, con un espesor del orden de algunos cientos de micras, indicada por *b* (fig. 19/22). La masa principal de fluido tiene corriente turbulenta, con partículas que se mueven en remolinos, muchas de las cuales con grandes componentes de velocidad en dirección radial. De esta manera, muchas partículas, con componente de velocidad hacia la pared o superficie interna, irrumpen a través de la película laminar y transmiten calor por *convección* hacia o desde la pared. El calor transmitido así convectivamente a (o desde) la pared en flujo turbulento, es mucho mayor que el *conducido* a (o desde) la pared durante el flujo laminar, de modo que, si se desea una rápida transferencia de calor, en general es deseable tener un flujo turbulento (pero en ocasiones resulta demasiado costoso en trabajo de bombeo).

Entre las condiciones de flujo laminar y flujo turbulento hay una zona de transición, que aparentemente es en parte laminar y en parte turbulenta. De cualquier modo, al principio de esta zona, las partículas están comenzando a moverse en forma radial hacia la pared y transmiten calor por convección, efecto que alcanza su magnitud total en el caso de flujo turbulento. En ciertos casos puede existir flujo laminar con números de Reynols que indican, de ordinario, flujo turbulento. En el laboratorio, con condiciones cuidadosamente controladas, se ha obtenido flujo laminar con números de Reynolds muy grandes, pero esta condición es inestable, y se vuelve luego al flujo turbulento; por ejemplo, sacudiendo levemente el aparato. Si la longitud de un tramo recto es reducida, habiendo codos o válvulas cercanas, puede existir turbulencia con números de Reynolds menores que 2 100.

Existe un límite económico hasta el cual se puede emplear la turbulencia para incrementar la intensidad de transferencia de calor. Como ya se explicó, la pérdida por fricción se incrementa con la turbulencia y el trabajo de fricción aumenta con el número de Reynolds. Hasta cierto punto, la ganancia en capacidad de transmisión de calor se ve contrarrestada por una mayor potencia de operación.

## 19.27 CONVECCION TERMICA

Recordamos que el calor transmitido por convección es una combinación de radiación y conducción térmicas, y el transporte o desplazamiento de un fluido. El fluido convectivo es calentado por radiación y conducción a partir de un cuerpo caliente; luego el fluido, o parte de él, se mueve con la energía almacenada hacia un cuerpo o espacio más frío, al que calienta por radiación y conducción. La ***convección libre*** se produce cuando el fluido

sólo circula debido a diferencias de temperatura, las que dan por resultado una diferencia de densidad, y así las partes más densas de un fluido se desplazan hacia abajo, debido a la gravedad. Cuando se realiza un trabajo para bombear o impulsar el fluido, se dice que éste se somete a una ***convección forzada***.

## 19.28 COEFICIENTE PELICULAR DE TRANSMISION

Ninguna fórmula da el coeficiente pelicular para cada caso. En este capítulo abordaremos tres condiciones de corriente: convección forzada con flujo turbulento, convección forzada con flujo laminar, y convección libre.

Un análisis dimensional, apegado a lo descrito en §19.25, del fenómeno de la transferencia de calor a través de una capa fronteriza de fluido, en la cual se supone que el coeficiente pelicular $h$ es función de una dimensión característica de las superficies, $D$, que contienen el flujo, la densidad del fluido $\rho$, la conductividad térmica $k$ del fluido, la velocidad $v$ del mismo, la viscosidad $\mu$, el calor específico del fluido (a presión constante en el caso de un gas) $c_p$, y la longitud $L$ del tubo o conducto en el cual se produce el flujo y ocurre la transferencia del calor da

**(a)**
$$\frac{hD}{k} = C\left(\frac{D\rho v}{\mu}\right)^a\left(\frac{c_p\mu}{k}\right)^b\left(\frac{D}{L}\right)^c$$

donde la constante $C$ y los exponentes $a$, $b$ y $c$ se evalúan mediante datos experimentales. El grupo adimensional $hD/k$ recibe el nombre de ***número de Nusselt*** (Nu), el grupo adimensional $D\rho v/\mu$ se conoce como *número de Reynolds* (Re), y el grupo adimensional $c_p\mu/k$ recibe la denominación de ***número de Prandtl*** (Pr). Como la relación de diámetro a longitud $(D/L)$ a menudo ejerce un efecto despreciable sobre el coeficiente pelicular, muchos autores prefieren la expresión en la forma

**(b)**
$$\text{Nu} = C(\text{Re})^a(\text{Pr})^b \qquad \text{[ECUACIÓN DE NUSSELT]}$$

El recíproco del número de Prandtl se denomina ***número de Stanton*** (St); así, $\text{St} = k/(c_p\mu) = 1/\text{Pr}$. De ahí que la ecuación anterior a menudo se escriba con el número de Stanton en vez del número de Prandtl. Observemos que, como cada uno de los grupos simbólicos mencionados es adimensional, debe utilizarse un sistema de unidades congruentes a menos que se relice un ajuste compensativo en la constante $C$. Un sistema de unidades puede emplearse para Nu, otro para Re, etc., pero dentro del grupo no debe haber incongruencias. Por ejemplo, si una unidad de *fuerza* (el kgf) fuera la base, las unidades de $c_p$, que son básicamente la unidad de energía por unidad de masa y por grado, serían en el sistema técnico, kcal/utm·°C; en el SI serían J/kg·K.

En caso de alguna duda respecto de la congruencia de las unidades, se efectuará una comprobación dimensional. Sea $B$ la representación de la unidad de calor y $\theta$, la de la unidad de temperatura. Entonces, por ejemplo,

$$\frac{c_p\mu}{k} \rightarrow \left(\frac{BL}{P\theta\tau^2}\right)\left(\frac{P\tau}{L^2}\right)\Big/\left(\frac{BL}{\theta\tau L^2}\right) \text{ sin dimensiones}$$

Además, observe que la unidad de tiempo para los valores de $k$ dados en las tablas VII y VIII es la *hora*, y que dicha unidad de tiempo debe ser la misma en todos los términos de cualquier grupo adimensional.

## 19.29 COEFICIENTE PELICULAR, FLUJO TURBULENTO DENTRO DE UN TUBO

En las publicaciones técnicas acerca de la transferencia de calor abundan las formas especiales de la ecuación de Nusselt, así como en ecuaciones derivadas o empíricas. Las ecuaciones siguientes se tomaron de McAdams[19.1]. En el caso de fluidos que son calentados o enfriados con flujo turbulento en el interior de tuberías de sección circular con diámetro interior $D$,

$$\frac{h_i D}{k_b} = 0.023 \left(\frac{D v \rho}{\mu}\right)_b^{0.8} \left(\frac{c_p \mu}{k}\right)_b^{0.4} \tag{19-10}$$

[LIMITES: $0.7 < \text{Pr} < 120$; $10\,000 < \text{Re} < 120\,000$ PARA LIQUIDOS CON VISCOSIDAD ELEVADA; $\text{Re} > 2\,100$ PARA GASES Y LIQUIDOS DE VISCOSIDAD BAJA; $L/D > 60$; $\Delta t$ MODERADA]

Aquí el subíndice $b$ indica que las propiedades $k$, $\mu$ y $\rho$ deben evaluarse a la temperatura global (por conveniencia, el promedio de las temperaturas de entrada y salida del fluido) y $h_i$ es el coeficiente pelicular interior. La gama de transición de los fluidos viscosos, como los aceites, al cambiar de flujo laminar a flujo turbulento, es $2\,100 < \text{Re} < 10\,000$. La ecuación (19-10) debe proporcionar buenos resultados en el caso de fluidos menos viscosos, tales como la gasolina, hasta $\text{Re} \approx 3\,000$. Sin embargo, en el caso de un líquido cuya viscosidad no sobrepase el doble de la del agua, así como para todos los gases y vapores, empleamos la ecuación (19-10) hasta $\text{Re} \approx 2\,100$.

El valor del número de Prandtl, $\text{Pr} = c_p\mu/k$, para sustancias gaseosas a aproximadamente 1 atm, está dado por una relación empírica [19.1],

$$\text{Pr} = \frac{4}{9 - 5/k} = \frac{c_p \mu}{k} \tag{a}$$

en la cual $k = c_p/c_v$. Si $k = 1.4$ (gases diatómicos a temperaturas ordinarias), $\text{Pr} = 0.74$; para $k = 1.3$, $\text{Pr} \approx 0.78$; para $k = 1.2$, $\text{Pr} \approx 0.83$. Luego de que Pr se eleve al exponente 0.4, la gama de los valores resultantes es aún menor. De modo que para una cercana aproximación

$$\frac{h_i D}{k_b} = 0.021 \left(\frac{D v \rho}{\mu}\right)_b^{0.8} = 0.021\ \text{Re}^{0.8} \tag{19-11}$$

[GASES Y VAPORES, $\text{Re} > 2\,100$]

Como no se dispone siempre de datos acerca de la viscosidad de los gases, puede ser importante observar que un valor razonable de $\mu$ puede calcularse a partir de la ecuación **(a)**.

### 19.30 Ejemplo: Precalentador de aire

Un precalentador de aire de contraflujo recibe 330 000 lb/h (149 688 kg/h) de gas de escape a 509°F (265°C), y para tal gas $c_p = 0.243$ Btu/lb y $R = 56$. La temperatura de salida del gas es 289°F (143°C). Este gas fluye a través de tubos de 3 plg (76 mm) DE (2.782 plg DI) con una velocidad media de 15 pie/seg (4.6 m/seg) a la presión atmosférica de 14.7 psia (1 atm). ¿Cuánto vale el coeficiente pelicular para el interior de la tubería?

**Solución.** Las propiedades del gas en la ecuación (19-10) se basan en la temperatura media global,

que es (509 + 289)/2 = 399°F (204°C). Si empleamos el sistema inglés de unidades con la libra masa, obtenemos la densidad media como

$$\rho = \frac{p}{RT} = \frac{(14.7)(144)}{(56)(399 + 460)} = 0.044 \text{ lb/pie}^3$$

La conductividad térmica del gas de escape a la chimenea no puede calcularse con los datos disponibles. No obstante, de la tabla VIIa observamos que los constituyentes principales del gas típico: nitrógeno, oxígeno, monóxido de carbono, tienen conductividades muy semejantes a la del aire. Aunque el dióxido de carbono y el vapor de agua tienen valores algo menores, probablemente obtendremos un valor razonable de $k$ para este gas considerándolo como aire. De esta manera, si interpolamos entre los valores de la tabla VII, obtenemos, para 399°F,

$$k_b = \frac{(399 - 32)(0.312 - 0.168)}{572 - 32} + 0.168 = 0.266 \text{ Btu·plg/h·pie}^2\text{·°F}$$

$$k_b = \frac{0.266}{(12)(3\,600)} \text{ Btu·pie/seg·pie}^2\text{·°F}$$

Suponiendo que $k = c_p/c_v = 1.4$ para los gases de chimenea, calculemos $\mu$ a partir de la ecuación (**a**, §19.29) como

$$\mu = \frac{4k_b}{(9 - 5/k)c_p} = \frac{(4)(0.266)}{(12)(3\,600)(9 - 5/1.4)(0.243)} = 18.7 \times 10^{-6} \text{ lb/pie·seg}$$

Compruebe las unidades. El número de Reynolds es

$$\text{Re} = \frac{D\mathscr{v}\rho}{\mu} = \frac{(2.782)(15)(0.044)}{(12)(18.7 \times 10^{-6})} = 8\,180$$

donde el 12 convierte el diámetro a pies. Como Re > 2 100, la ecuación (19-11) puede aplicarse y así

$$h_i = \left(\frac{k_b}{D}\right)(0.021)(\text{Re})^{0.8} = \frac{(0.266)(0.021)(8\,180)^{0.8}}{(12)(3\,600)(2.782/12)} = \frac{2.67}{3\,600} \text{ Btu/seg·pie}^2\text{·°F}$$

$$h_i = 2.67 \text{ Btu/h·pie}^2\text{·°F}$$

El principiante debe tener presente el sistema de unidades que se empleará e incluir todos los factores de conversión para las unidades a fin de asegurarse de su congruencia. Como algunos factores se cancelan a menudo, conviene llevarlos en todo el cálculo, como en la anterior determinación de $h_i$.

El diseño del precalentador de aire puede realizarse como sigue: Mediante un procedimiento similar al anterior, pero que permita tener en cuenta los efectos de los tubos adyacentes, determinamos $h_o$ a partir de los datos proporcionados en los libros que abordan con profundidad el tema. La resistencia térmica total puede calcularse entonces para el caso de una unidad de longitud de tubería ($z = 1$) después de lo cual la ecuación (19-4B) proporcionará el calor transferido por pie de tubo en una hora. Conociendo el calor que debe transmitirse —por ejemplo, a partir de la caída de temperatura de los gases— lo dividimos entre el calor por unidad de longitud para obtener el largo de los tubos necesarios (en pies). En este problema, $\Delta t = \Delta t_m$, que es la DMLT. En la práctica, el diseño se efectúa por tanteos. Tal vez la velocidad deba ajustarse porque el flujo total pasa a través de un número de tubos mayor o menor que el calculado originalmente. Asimismo, la longitud del haz de tubos debe tener una relación razonable con el área transversal de dicho haz.

## 19.31 Ejemplo: Coeficiente pelicular para el vapor de agua

Vapor a 200 psia (14 kgf/cm² abs.) y 500°F (260°C) fluye a 100 pie/seg (30 m/seg) por un tubo de 4 plg (100 mm) DI (aproximadamente). ¿Cuánto vale el coeficiente de superficie en el interior de la tubería?

**Solución.** Primero se determina el número de Reynolds, de manera que pueda predecirse la naturaleza del flujo. Empleando la libra masa, la densidad es

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{1}{2.725} = \text{lb/pie}^3$$

donde el valor de $v$ se toma de las tablas de vapor, B 15. La figura 19/18 indica que habrá muy poco error si se utiliza la viscosidad a la presión atmosférica y 500°F, $(1.2)(10)^{-5}$ lb/pie·seg. El número de Reynolds es

$$\text{Re} = \frac{Dv\rho}{\mu} = \frac{(4)(100)(10)^5}{(12)(1.2)(2.725)} = 1\ 020\ 000$$

De esta manera, existe el flujo turbulento y la ecuación (19-10) es aplicable. La conductividad $k$ del vapor a 500°F se calcula a partir de los valores de la tabla VII por interpolación:

$$k = 0.163 + \tfrac{288}{720}(0.231) = 0.255 \text{ Btu·plg/h·pie}^2\text{·°F}$$

El calor específico de este vapor puede calcularse si empleamos entalpias tomadas de las tablas de vapor, a 200 psia y 400°F, y a 600°F un intervalo de 200°F (si se dispone de las tablas completas es deseable un intevalo menor):

$$c_p = \frac{1\ 322.1 - 1\ 210.3}{200} = 0.559 \text{ Btu/lb·°F}$$

El número de Prandtl es (si usamos el sistema con la libra masa)

$$\text{Pr} = \frac{c_p\mu}{k_b} = \frac{(0.559)(1.2)(12)(3\ 600)}{(0.255)(10)^5} = 1.135$$

donde el factor (12)(3 600) convierte $k$ a Btu·pie/seg·pie²·°F. Usando la ecuación (19-10),

$$h_i = \left(\frac{k_b}{D}\right)(0.023)(\text{Re})^{0.8}(\text{Pr})^{0.4}$$

$$= \frac{(0.255)(12)}{(12)(3\ 600)(4)}(0.023)(1\ 020\ 000)^{0.8}(1.135)^{0.4} = \frac{113}{3\ 600} \text{ Btu/seg·pie}^2\text{·°F}$$

$$= 133 \text{ Btu/h·pie}^2\text{·°F}$$

## 19.32 COEFICIENTE PELICULAR, FLUJO LAMINAR DE LIQUIDOS EN TUBERIAS

En el flujo laminar isotérmico de un fluido, la forma ideal del gradiente de velocidad en la tubería es parabólica (fig. 19/21). Sin embargo, cuando el fluido se calienta o se enfría, esto deja de ser cierto. Si un *líquido* está absorbiendo calor, su viscosidad cerca de la pared es menor que en un punto más cercano al centro de la corriente (más alta temperatura); de la menor viscosidad se concluye que la velocidad de las partículas cercanas a la pared es mayor que la correspondiente al flujo isotérmico. Un efecto contrario se produce cuando el líquido está siendo enfriado. Los efectos de la variación de la viscosidad del líquido y las corrientes de convección libre en el flujo laminar, se consideran responsables en parte de la dificultad para obtener una relación simple que correlacione satisfactoriamen-

te los datos disponibles. McAdams[19.1] sugiere la siguiente ecuación para $D$ y $\Delta t$ pequeños; el fluido está siendo calentado:

$$\frac{h_i D}{k_b} = 2.02\left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0.14}\left(\frac{\dot{m}c}{kL}\right)_b^{1/3} \tag{19-12}$$

[LIQUIDOS VISCOSOS, $Re < 2\,100$; $\dot{m}c/(kL) > 10$]

donde $\dot{m}$ es el flujo de masa por unidad de tiempo, generalmente dado en libras (masa) por hora; $\mu_w$ es la viscosidad del fluido medida a la temperatura de la pared interior de la tubería; $L$ es la longitud de un tramo recto calentado de tubería; $c$ es el calor específico del líquido; y los demás símbolos tienen los significados definidos anteriormente. *Todos los grupos de símbolos son adimensionales.* El grupo $\dot{m}c/(kL)$ recibe el nombre de ***número de* Graetz** (Gz). La ecuación (19-12) no considera las corrientes de convección naturales, lo cual puede dar por resultado coeficientes peliculares significativamente mayores a velocidades muy bajas.

Una ecuación empírica, debida a Sieder y Tate[19.25], también puede emplearse para determinar el coeficiente pelicular $h$ para el flujo laminar de líquido en una tubería, y es como sigue:

$$\frac{hD}{k} = 1.86\left(\frac{Dv^2\rho}{\mu}\right)^{0.333}\left(\frac{c_p\mu}{k}\right)^{0.333}\left(\frac{D}{L}\right)^{0.333}\left(\frac{\mu}{\mu_s}\right)^{0.14} \tag{19-13}$$

o bien, expresada según los mencionados grupos adimensionales, tenemos

$$\mathrm{Nu} = 1.86\ \mathrm{Re}^{0.333}\mathrm{Pr}^{0.333}\left(\frac{D}{L}\right)^{0.333}\left(\frac{\mu}{\mu_s}\right)^{0.14}$$

donde dichas cantidades adimensionales son los números de Nusselt (Nu), de Reynolds (Re) y de Prandtl (Pr). Las propiedades del fluido se evalúan a la máxima temperatura del fluido, excepto en el caso de la viscosidad $\mu_s$, que se evalúa a la temperatura de la superficie interior de la tubería. Las ecuaciones (19.12) y (19.13) deberán dar resultados comparables.

### 19.33 Ejemplo: Calentador de petróleo

Un cambiador de calor para calentar petróleo tiene tubos de acero de ¾/plg (DE), No. 16 B.W., a través de los cuales fluye un aceite con las propiedades del petróleo $C$ (fig. 19/20). El líquido entra a una temperatura de $t_1 = 60°F$ (15°C) y fluye con una velocidad media de 4 pie/seg (1.2 m/seg). El diámetro interior de los tubos es 0.620 plg, el área de la superficie interior es 0.1613 pie²/pie de longitud, y el área seccional interior es 0.3019 plg². La longitud de un paso de los tubos es 10 pies (3 m). Los tubos están rodeados por vapor condensante a 215°F (101°C). Si el calor específico del petróleo es de 0.5 Btu/lb·°F y su conductividad, $k = 0.08$ Btu·pie/h·pie²·°F (comparar con la tabla VII), ¿cuál es su temperatura al final del paso con largo de 10 pies?

**Solución.** Muchos problemas de esta naturaleza requieren de una solución por tanteo. Supongamos que la temperatura máxima final es $t_2 = 76°F$ (24°C). Luego se comprueba el número de Reynolds a esta temperatura global máxima. La densidad relativa del petróleo C a 76°F es

$$SG_{76} = SG_{60} - 0.00035(76 - 60) = 0.899 - 0.0056 = 0.893$$

a partir de los datos de la figura 19/20. La densidad (absoluta) es entonces,

$$\rho_2 = (0.893)(62.3) = 55.6\ \mathrm{lb/pie^3}\ \text{en}\ 76°F$$

Además de la figura 19/20 para el petróleo *C* a 76°F, $\mu_2 = 50$ centipoises, o bien, $\mu_2 = (50/1\ 490)$ lb/pie·seg. Si sustituimos los valores conocidos obtenemos

$$\mathrm{Re} = \frac{D_i \mathscr{v} \rho}{\mu} = \frac{(0.62/12)(4)(55.6)}{50/1\ 490} = 343$$

Como Re = 343 < 2 100, el flujo es viscoso. El flujo es

$$\dot{m} = \frac{A\mathscr{v}}{\mathscr{v}} = \rho A \mathscr{v} = (55.6)\left(\frac{0.3019}{144}\right)(4) = 0.466 \text{ lb/seg}$$

Como la velocidad para una cantidad determinada cambia un poco conforme varían la temperatura y la densidad, esta respuesta sería distinta en el caso de otra sección del tubo. El cambio en este ejemplo no es importante. Ahora se calcula el índice adimensional

$$\frac{\dot{m}c}{k_b L} = \frac{(0.466)(0.5)}{(0.08/3\ 600)(10)} = 1\ 049$$

el cual, por ser mayor que 10, indica que podemos emplear la ecuación (19-12).

Para la supuesta $t_2 = 76°F$, la máxima temperatura media es $(60 + 76)/2 = 68°F$. De esta manera, la máxima viscosidad media del petróleo *C* es $\mu_b = 65$ centipoises (fig. 19/18). En seguida, podemos estimar que la temperatura de la superficie interior del tubo está unos 5° abajo de la temperatura del vapor, o bien, $t_s = 210°F$. Correspondiente a esta temperatura, $\mu_w = 6$ centipoises. Despejando $h_i$ de la ecuación (19-12), tenemos

$$\begin{aligned} h_i &= \left(\frac{2.02k_b}{D}\right)\left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0.14}\left(\frac{mc}{k_b L}\right)^{1/3} \\ &= \frac{(2.02)(0.08)}{(0.62/12)}\left(\frac{65}{6}\right)^{0.14}(1\ 049)^{1/3} \\ &= 43.7 \text{ Btu/h·pie}^2\text{·°F} \end{aligned}$$

el coeficiente pelicular en el interior. El calor transmitido desde la superficie *interior* del tubo a través de la película superficial a la masa central de petróleo es $Q = h_i A(t_s - t_o)$, donde $t_o$ es la temperatura media del petróleo, 68°F. Para una temperatura de superficie $t_s = 210°F$ (99°C) tenemos

$$\begin{aligned} Q &= h_i A_i (t_s - t_o) = (43.7)(10 \times 0.1613)(210 - 68) \\ &= 10\ 000 \text{ Btu/h} \end{aligned}$$

Esta misma cantidad de calor es recibida por el petróleo de acuerdo con $Q = mc(t_2 - t_1)$, donde $t_1$ y $t_2$ son, respectivamente, las temperaturas inicial y final del aceite. Usando un flujo másico $\dot{m} = (0.466)(3\ 600)$lb/h, obtenemos

$$10\ 000 = (0.466)(3\ 600)(0.5)(t_2 - 60)$$

de donde $t_2 = 72°F$ (22°C). Este cálculo muestra que el supuesto de $t_2 = 76°F$ es alto. En la práctica, el estudiante debe resolver de nuevo este ejemplo suponiendo $t_2 = 73°F$.

Otra suposición que deberá verificarse es la de la temperatura de la superficie interior, tomada como 210°F. Este cálculo se puede realizar estableciendo la expresión para el flujo de calor del vapor *a* la superficie interior, a partir de la ecuación (19-4B), y procediendo como ya antes se explicó (§19.12). El coeficiente pelicular exterior se puede tomar como 1 000, el espesor del tubo es de 0.065 plg, y la cantidad de calor es como se calculó en este ejemplo.

Como punto de interés, calculemos $h$ utilizando la ecuación (19-13) y comparemos con la respuesta obtenida anteriormente. Necesitamos el valor de Pr:

$$\text{Pr} = \frac{c_p\mu}{k} = \left(\frac{0.5 \text{ Btu}}{\text{lb}\cdot{}^\circ\text{F}}\right)\left(\frac{\text{h}\cdot\text{pie}^2\cdot{}^\circ\text{F}}{0.08 \text{ Btu}\cdot\text{pie}}\right)\left(\frac{65 \text{ cp}}{1\,490 \text{ cp}}\right)\left(\frac{\text{lb}}{\text{seg}\cdot\text{pie}}\right)\left(\frac{3\,600 \text{ seg}}{\text{h}}\right) = 981$$

Por consiguiente,

$$\frac{hD}{k} = (1.86)(343)^{0.333}(981)^{0.333}\left(\frac{0.62}{120}\right)^{0.333}\left(\frac{65}{6}\right)^{0.14} = 31.2$$

de manera que

$$h = (31.2)\left(\frac{0.08}{0.62}\right)(12) = 48.3 \text{ Btu/h}\cdot\text{pie}^2\cdot{}^\circ\text{F}$$

respuesta que difiere dentro del 10% del valor dado antes, $h_i = 43.7$, la cual es aceptable.

## 19.34 COEFICIENTES PELICULARES PARA EL ESPACIO ANULAR

En el caso de flujo turbulento a través de un área anular concéntrica (fig. 19/4), McAdams recomienda que el coeficiente pelicular $h$ para las superficies interna y externa del espacio anular se determine a partir de

(19-14) $$\text{Nu} = 0.023 \text{ Re}^{0.8}\text{Pr}^n$$

o bien,

$$\frac{hD}{k} = 0.023\left(\frac{D_e v\rho}{\mu}\right)_b^{0.8}\left(\frac{c_p\mu}{k}\right)_b^n$$

donde $n = 0.4$ para calentamiento y $n = 0.3$ para enfriamiento.

Los diversos grupos son adimensionales y el subíndice $b$ significa que las propiedades están evaluadas a la temperatura global; $D_e$ es el diámetro equivalente que es cuatro veces el radio hidráulico.

Como dicho radio hidráulico es igual al área seccional de la corriente dividida entre el perímetro mojado, tenemos que el valor de $D_e$ que debe emplearse al calcular el número de Reynolds es

**(a)** $$D_e = 4\left(\frac{\pi D_2^2/4 - \pi D_1^2/4}{\pi D_2 + \pi D_1}\right) = D_2 - D_1$$

Los demás símbolos de la ecuación (19-14) tienen el significado usual. Si en el espacio anular hay un gas transparente al calor radiante, y la energía térmica se transmite a un fluido frío en el tubo interior, la *radiación* desde la superficie interior del tubo grande hacia el más pequeño puede ser una parte sustancial del calor total transferido, y deberá agregarse al que se obtuvo por convección. El coeficiente $h$ es calor transferido a través de la película sólo por convección y conducción.

En caso de haber flujo laminar en el espacio anular, empleamos la ecuación (19-12) usando el diámetro equivalente $D_e$ en vez de $D$.

## 19.35 FLUJO SOBRE EL EXTERIOR DE UN TUBO, CONVECCION FORZADA

La gran diversidad de casos de flujo sobre el exterior de las tuberías, como en bancos de tubos y tubos con aletas, impide un análisis a fondo en esta obra. En el caso de gases diatómicos, y de manera aproximada para otros, que fluyen cruzando un tubo único, tenemos

$$\frac{hD_o}{k_f} = 0.24\left(\frac{D_o e^2 \rho}{\mu_f}\right)^{0.6} \tag{19-15}$$

una de las ecuaciones dadas por McAdams. El valor de $(D_o e^2 \rho)/\mu_f$ debe estar entre 1 000 y 50 000; $D_o$ es el diámetro exterior; $k_f$ y $\mu_f$ se evalúan a la temperatura de la película, que se toma como

$$t_f = \frac{t_b + t_w}{2} \tag{a}$$

donde $t_b$ es la temperatura global y $t_w$ es la temperatura de la pared del tubo en el lado donde se busca la temperatura de película.

## 19.36 COEFICIENTES PELICULARES DE CONVECCION LIBRE

La forma de la ecuación aplicable a muchos problemas en convección libre es

$$\frac{h_c D}{k_f} = C\left[\left(\frac{D^3 \rho^2 g \beta \Delta t}{\mu^2}\right)_f \left(\frac{c_p \mu}{k}\right)_f\right]^m \tag{a}$$

donde el subíndice $f$ indica que las propiedades del fluido están evaluadas a la temperatura de la película, $C$ y $m$ son constantes adimensionales, $\beta$ es el coeficiente de dilatación térmica ($= 1/T$ para los gases ideales), y los demás símbolos tienen los significados usuales. Consulte McAdams[19.1] para obtener los valores de $C$ y $m$ en diversas circunstancias. Todos los símbolos son adimensionales; el primer grupo del segundo miembro recibe el nombre de ***número de Grashof*** (Gr); los otros dos se reconocen como el número de Nusselt y el de Prandtl. Como ejemplos de la forma en que la anterior ecuación **(a)** puede simplificarse en el caso de un fluido particular en convección libre, tenemos, para una superficie caliente en el aire atmosférico,

**(b)** Placas verticales a más de 1 pie (30 cm) de altura:

$$h_c = 0.27\ \Delta t^{0.25}\ \text{Btu/pie}^2 \cdot \text{h} \cdot {}^\circ\text{F}$$

**(c)** Tubos horizontales y verticales a más de 1 pie (30 cm) de altura:

$$h_c = 0.27\left(\frac{\Delta t}{D_o}\right)^{0.25}\ \text{Btu/pie}^2 \cdot \text{h} \cdot {}^\circ\text{F}$$

donde el subíndice $c$ se emplea como recordatorio de que sólo se considera calor de convección y de que también deberá considerarse el calor radiante (§19.20); $D_o$ es el diámetro exterior en pies; $\Delta t$ es la diferencia de temperatura entre el aire y la superficie. Si deben realizarse cálculos repetidos con un fluido particular en convección, debe procurarse simplificar las ecuaciones dadas anteriormente cuando las propiedades del fluido no varíen demasiado, como se hizo al obtener las ecuaciones **(b)** y **(c)**.

### 19.37 Ejemplo: Pérdida de calor en un tubo

Un tubo simple de 2 plg (DE = 2.375 plg) tiene una temperatura en la superficie de 240°F (115°C) en un recinto donde la temperatura ambiente es 80°F (27°C). El aire se encuentra a la presión atmosférica estándar. Determinar el calor transferido por pie cuadrado de superficie externa.

**Solución.** A partir de la ecuación (**c**, §19.36), tenemos

$$h_c = 0.27\left(\frac{\Delta t}{D_o}\right)^{0.25} = 0.27\left(\frac{160}{2.375/12}\right)^{0.25} = 1.44 \text{ Btu/pie}^2\cdot\text{h}\cdot{}^\circ\text{F}$$

$$Q_{cv} = h_c A\ \Delta t = (1.44)(160) = 230 \text{ Btu/pie}^2\cdot\text{h}$$

que es la porción del calor transferido que se pierde únicamente por convección. La cantidad de calor radiado debe agregarse a esto para obtener el total. El tubo es una superficie completamente cerrada (caso 2, tabla IX), donde $A = A_1$ y $F_{12} = 1$. Supongamos que la superficie del tubo es equivalente a una placa de acero rugosa y $\varepsilon_1 = 0.94$, de la tabla X. Entonces, por la ecuación (**a**, §19.20) el calor radiado por pie cuadrado de área de tubo es

$$Q_r = (0.1713)(0.94)\left[\left(\frac{700}{100}\right)^4 - \left(\frac{540}{100}\right)^4\right] = 252 \text{ Btu/pie}^2\cdot\text{h}$$

El calor total transferido es

$$Q_T = Q_{cv} + Q_r = 230 + 252 = 482 \text{ Btu/pie}^2\cdot\text{h}$$

## 19.38 VAPORES CONDENSANTES

Cuando los vapores se condensan sobre una superficie, lo hacen en forma de *gotas* o de *película*. Si la superficie es aceitosa, la condensación se produce en pequeñas gotas porque no *moja* tal superficie. Como una sustancia oleosa o grasa eventualmente será removida por lavado, existen otras sustancias "promotoras" que se agregan al vapor, como el ácido oléico, con el fin de reducir o eliminar la mojabilidad de la superficie. La razón de que la condensación en gotas sea deseable es que los coeficientes peliculares respectivos son de cuatro a ocho veces los de la condensación en película. Cuando la superficie está limpia y el vapor también está limpio (filtrado y libre de contaminantes), se obtiene la condensación en película. Si en la superficie se introduce una "promotora" que evita la mojadura, se produce la condensación en gotas. Las promotoras que son más que temporalmente efectivas son aquellas que son absorbidas o son retenidas por la superficie[19.1]. La razón de que el coeficiente "pelicular" sea más alto para la condensación en gotas es la ausencia de los efectos aislantes de la película de líquido a través de la cual fluye calor por conducción.

A menos que se adopten las medidas necesarias para obtener la condensación en gotas, habremos de suponer que se produce la condensación en película, para la cual el valor medio del coeficiente pelicular se puede calcular a partir de la siguiente ecuación teórica deducida por Nusselt, aplicable a tubos horizontales y razonablemente acorde con las observaciones experimentales;

$$h = 0.725\left(\frac{k^3\rho^2 g h_{fg}}{N D_o \mu\ \Delta t}\right)_f^{0.25} \text{ Btu/h·pie}^2\text{·°F} \tag{19-16}$$

donde el grupo de símbolos no es adimensional, pero para cada término se emplea el mismo sistema de unidades, y aquí se prefiere el sistema con la libra masa y con la hora como unidad de tiempo; $g$, pie/h$^2$; **k**, Btu·pie/h·pie$^2$·°F; $\rho$, lb/pie$^3$; $h_{fg}$, Btu/lb; $\mu$, lb/h·pie; $\Delta t$, °F; la constante 0.725 es adimensional; $D_o$ es el diámetro exterior del tubo, y $N$, el número de tubos en una fila vertical de tubos horizontales. El subíndice $f$ indica que deben emplearse las propiedades de fluido a la temperatura de la película [ecuación **(a)**].

En un condensador en el cual se produce la condensación en película, se puede esperar razonablemente que la mayor resistencia al flujo de calor esté en la película de agua situada en el lado del agua. Aun si varía el factor de superficie en el lado de vapor, la resistencia de la película condensante, la de la pared metálica y la del depósito de suciedad serán relativamente pequeñas, de manera que todas estas resistencias podrían ser agrupadas en una constante. En el caso de flujo turbulento de agua en un tubo viejo (y sucio), los resultados experimentales sugieren la siguiente resistencia total [19.1]:

$$\frac{1}{U_o} = 0.00092 + \frac{1}{268 v^{0.8}} \frac{\text{h·pie}^2\text{·°F}}{\text{Btu}} \tag{19-17}$$

donde $U_o$ se basa en el área exterior del tubo, 0.00092 es la suma de las pequeñas resistencias anteriormente mencionadas, $v$ pie/seg es velocidad del agua en el interior del tubo, 268 es una constante experimental, y $1/(268\ v^{0.8})$ es la resistencia pelicular en el lado del agua (interior). Los datos experimentales fueron para un tubo de 1 plg DE. Las velocidades económicas del agua generalmente se encuentran entre 6 y 10 pie/seg (1.8 y 3 m/seg). A velocidades superiores, los costos de bombeo aumentan en forma considerable; a velocidades inferiores, la intensidad de transferencia de calor se volverá costosamente pequeña (se necesita un cambiador de calor demasiado grande).

## 19.39 CONCLUSION

En esta etapa del desarrollo de la ciencia de la transmisión o transferencia de energía térmica, el cálculo del flujo de calor depende en gran parte de los resultados experimentales, como se indicó en las explicaciones anteriores. A este respecto, a menudo es conveniente buscar en las publicaciones técnicas los ensayos relacionados con la situación particular que interesa; o bien, verificar el diseño por experimentación. Si se incluyen los efectos de los contaminantes en los fluidos y sobre las superficies, los coeficientes totales varían ampliamente en circunstancias aparentemente similares, lo cual sugiere un planteamiento cuidadoso de los diseños reales.

# PROBLEMAS

## UNIDADES SI

**19.1** Un panel de prueba de 20.32 × 20.32 cm, 2.54 cm de grueso, está colocado entre dos placas y el conjunto está debidamente aislado. La superficie de separación (interfaz) de una placa se mantiene a 79.4 °C mediante un suministro de energía eléctrica de 50 W; la otra placa posee una temperatura de interficie o interfacial de 21.1 °C. Obtenga **k** para el panel de prueba.

*Resp.* 0.528 W/m·K.

**19.2** Se desea que no más de 1 892 W/m$^2$ sean conducidos a través de una pared de 30 cm de grueso cuya conductividad térmica media es $k$ = 0.865 W/m·K; el calor conducido será controlado por el aislamiento de un lado. Calcule el mínimo espesor de material aislante ($k$ = 0.346 W/m·K) que asegurará esta limitación de calor si las temperaturas de superficie de la pared compuesta son 1 150°C y 40°C. *Resp.* 8.3 cm

**19.3** **(a)** Halle una ecuación para el calor conducido a través de una placa de área $A$, espesor $L$, con temperaturas de superficie $t_1$ y $t_2$, cuando la conductividad varía según $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 (1 + at)$. **(b)** Los datos para el caso de una puerta de vidrio plana son: $A$ = 1.86 m$^2$, $L$ = 1.905 cm, $t_1$ = 4.4°C, $t_2$ = 26.7°C, $k_0$ = 0.721 W/m·K, $a$ = 0.031 (°C)$^{-1}$. Determine el flujo de calor (masa por hora).

**19.4** Agua caliente fluye por una tubería de acero de 11.43 cm DE (**k** = 45 W/m·K) que está aislada con 5.08 cm de magnesia de 85% ($k$ = 0.062 W/m·K). Termopares incrustados en las superficies interna y externa del aislante indican temperaturas de 121.1°C y 46.1°C, respectivamente. Calcule la pérdida de calor (por hora) en 61 m de longitud de tubería.

**19.5** Una tubería cilíndrica de longitud $L$ y radios $r_i$ y $r_o$ está hecha con un material cuya conductividad es $k$. La temperatura de la superficie interior es $t_i$; la exterior es $t_o$. **(a)** Determine el flujo de calor si $k$ permanece constante. **(b)** Halle el flujo de calor si $k$ varía linealmente con la temperatura y está dada como $k = k_0 [1 + \alpha t]$ donde $k_0$ y $\alpha$ son constantes.

**19.6** Una esfera hueca con radio interior $r_i$, radio exterior $r_o$, y temperaturas superficiales interior y exterior, $t_i$ y $t_o$, está hecha con un material cuya conductividad térmica es **k**. Obtenga la expresión para la pérdida por calor conducido, en W/m$^2$, **(a)** basada en el área exterior y **(b)** con base en el área interior. **(c)** Sea $r_i$ = 7.62 cm; $r_o$ = 12.70 cm; **k** = 46.15 W/m·K; $t_i$ = 426.7 °C. Si el calor de la esfera vale 439.6 W, ¿cuánto vale $t_o$? *Resp.* 422.7 °C.

**19.7** El aire entra a un precalentador a 25°C y sale de él a 110°C. El gas caliente sale a 130°C. Calcule la temperatura del gas caliente que entra cuando la diferencia media logarítmica de temperatura es 67.4°C y se tiene **(a)** flujos paralelos, **(b)** flujos contrarios. *Resp.* **(b)** 160°C.

**19.8** El aceite aislante ($c_p$ = 1 795 W·seg/kg·K) de un transformador eléctrico refrigerado por tal líquido es enfriado de 79.4°C a 29.4°C a razón de 1 360.5 kg/h. Esto se lleva a cabo en un cambiador de calor de aceite a agua que recibe 2 948 kg/h de agua a 15.6°C. Para el cambiador, $U$ = 295 W/m$^2$·K. Calcule la temperatura de salida del agua y el área de calentamiento requerida **(a)** para el caso de flujos contrarios y **(b)** para el caso de flujos paralelos.

**19.9** ¿Qué superficie de área debe ser proporcionada por el filamento de una lámpara eléctrica con bombilla al vacío de 100 W, donde $t$ = 248°C y $\varepsilon$ = 0.38 en el caso del filamento? Suponga una temperatura ambiente de 25.6°C.

*Resp.* 0.806 cm$^2$

**19.10** Un fabricante de asadores eléctricos ("rosticeros") decidió cambiar la cubierta del horno, anteriormente de aluminio, por una de acabado esmaltado de porcelana de color, por razones comerciales. Se conocen estos datos: el área de la superficie de la cubierta es 1 807 cm$^2$; cuando se consumen 592 W de potencia, la cubierta de aluminio está a 204.4°C; la temperatura ambiente es de 22.2°C; las emisividades respectivas son $\varepsilon$ (aluminio) = 0.08 y $\varepsilon$ (cubierta de porcelana) = 0.89; suponga que las pérdidas por convección son iguales en cada caso. Si la temperatura de la cubierta de porcelana es de 204.4°C, ¿qué potencia se consume en un funcionamiento a régimen constante?

**19.11** La resistencia dinámica del agua (oposición al avance, *drag*) $R$ sobre el submarino Nautilus es función de su longitud $L$, de su velocidad $\mathscr{v}$ de desplazamiento, de la viscosidad $\mu$ y de la densidad $\rho$ del agua en la cual se desplaza. Determine los grupos adimensionales que podrían emplearse para organizar los datos de prueba.

**19.12** Vapor a 30 bar, 240°C fluye a través de una tubería de acero de 10.2 cm (9.73 cm DI) a 2 200 m/min. Calcule el coeficiente pelicular para la superficie interior de la tubería; en el caso del acero $k$ = 45 W/m·K.

**19.13** En un tubo simple de acero de 10.16 cm, que tiene 11.43 cm DE, hay una temperatura de superficie exterior de 149°C. El tubo horizontal está en un recinto amplio donde la temperatura ambiente es de 25.6°C y la presión barométrica es la estándar. Determine el flujo de calor total (por convección libre y radiación) considerando 10 m de longitud de tubería. *Resp.* 7 925 W.

## UNIDADES TECNICAS

**19.14** Compare los flujos de calor que resultan de una diferencia de temperatura de 25°F (−3.89°C) existente a través de las superficies respectivas de capas de aluminio, acero, concreto o corcho, de 1 plg (25 mm) de grueso.

**19.15** Una pared plana compuesta que consiste en dos capas de diferente material (1.5 plg de acero y 2 plg de aluminio) separa un gas caliente con $t_i$ = 200°F y $h_i$ = 2, de un gas frío con $t_i$ = 80°F y $h_o$ = 5 Btu/h·pie·°F. Si el fluido caliente está en el lado de aluminio, calcule **(a)** la transmitancia $U$, **(b)** la resistencia $R$, **(c)** la temperatura interficial en la unión de ambos metales, y **(d)** el calor a través de 100 pie² de la superficie en condiciones de régimen constante.

*Resp.* **(a)** 1.416 Btu/h·pie²·°F, **(b)** 0.70615, **(c)** 115°F, **(d)** 17 000 Btu/h.

**19.16** El vapor saturado seco a 30 psia entra a un tramo de tubería de acero de 50 pies (DE = 2.375 plg, DI = 1.939 plg) y fluye a razón de 10 lb/min; la tubería se halla cubierta con 1 plg de magnesia de 85%; los coeficientes peliculares son: $h_i$ = 1 000, $h_o$ = 4. Determine la calidad del vapor cuando sale de la tubería. Desprecie la pérdida de presión.

**19.17** Fluye vapor desde una caldera hasta una pequeña turbina a través de 200 pies de tubería de acero de 3.5 plg (4 plg DE, 3.548 plg DI). El vapor sale de la caldera saturado a 175 psia, y entra a la turbina a 173.33 psia, y con un contenido de humedad de 1%. La turbina desarrolla 50 hp de potencia efectiva con un consumo específico efectivo de vapor de 41 lb/hp·h. La temperatura ambiente es de 90°F; $h_i$ = 1 000 y $h_o$ = 1.9 Btu/h·pie²·°F. Si la tubería está aislada con una capa de 2.5 plg de aislante, calcule el valor de la conductividad térmica del aislamiento.

*Resp.* $k$ = 0.544 Btu·plg/h·pie²·°F.

**19.18** Una esfera de acero hueca contiene un filamento eléctrico de 100 W, y se conocen estos datos: $r_i$ = 9 plg, $r_o$ = 12 plg. Los coeficientes peliculares de las superficies interior y exterior son $h_i$ = 6, $h_o$ = 2 Btu por h·pie²·°F; la temperatura ambiente es 80°F. Suponiendo régimen constante, calcule la temperatura del aire interior. (Ver **19.6**) *Resp.* 101.9°F.

**19.19** Un enfriador de agua emplea 50 lb/h de hielo fundente para enfriar agua corriente de 80°F a 42°F. Con base en el área interior de serpentín, $U_i$ = 110 Btu/h²·°F. Calcule **(a)** la DMLT, **(b)** el área interna del serpentín, y **(c)** el flujo (en gpm) del agua enfriada.

*Resp.* **(a)** 24.23°F, **(b)** 2.7 pie², **(c)** 0.380 gpm.

**19.20** En un sistema frigorífico de 10 Tons con freón 12, el refrigerante líquido del condensador es enfriado de 80°F a 70°F en un intercambiador de calor concéntrico de doble tubería. Esto se hace haciendo pasar líquido a través de la tubería interior y vapor saturado (una vez lograda la refrigeración) del evaporador de 20°F, a través del espacio anular. Para el intercambiador, $U$ = 110 Btu por h·pie²·°F; para el vapor, $c_p$ = 0.15 Btu/lb·°F. Calcule la superficie de calentamiento requerida para **(a)** flujos contrarios, y **(b)** flujos paralelos.

**19.21** Calcule la intensidad de emisión de energía por metro cuadrado de un "cuerpo negro" que está a una temperatura de **(a)** −75°C, **(b)** −18°C, **(c)** 40°C y **(d)** 1 100°C. ¿La presencia de otros cuerpos altera ese valor? Explique.

**19.22** Un recinto de 9 × 12 m es calentado por medio de serpentines de agua caliente incrustados en el piso de concreto. El techo tiene 2.7 m de altura y está pintado de blanco. Las respectivas temperaturas de superficie son 28°C en el piso y 15°C en el techo. Si los muros no transmiten pero sí radian, calcule el intercambio neto de energía radiante entre el techo y el piso.

**19.23** El piso de un hogar de caldera de 20 × 30 pies está revestido con ladrillo refractario. La distancia vertical desde el piso hasta los tubos de agua es de 22 pies, y las paredes no son conductoras pero sí radiadoras. Para las superficies de los tubos, $t$ = 525°F y la emisividad es $\varepsilon$ = 0.93; la temperatura superficial del piso es 2 250°F. Halle la cantidad de energía radiante recibida por los tubos. *Resp.* 26 000 000 Btu/h.

**19.24** **(a)** Obtenga la pérdida de calor por radiación únicamente, en el caso de una esfera de acero pulido, de 8 plg de diámetro, cuya temperatura superficial exterior se mantiene a 750°F por medio de resistencias eléctricas interiores de calentamiento. La esfera está suspendida en un gran recinto, en el cual la temperatura ambiente es de 50°F. **(b)** ¿Cuál será la pérdida de calor si la superficie se oxida? *Resp.* **(b)** 3 944 Btu/h.

**19.25** La resistencia térmica $R$ por unidad de área que un fluido encuentra al desplazarse a través de un ducto cerrado, depende principalmente de las propiedades del fluido: densidad $\rho$, viscosidad absoluta $\mu$ y la velocidad $\mathscr{v}$; además, del diámetro $D$ del ducto. En forma matemática, $R = K\rho^a\mu^b\mathscr{v}^cD^d$, donde $K$ es una constante adimensional de proporcionalidad, y $a$, $b$, $c$ y $d$ son exponentes constantes. Por medio del análisis dimensional, demuestre que $R = f\,\rho\mathscr{v}^2$. donde $f = C\,\mathrm{Re}^{-b}$, cantidad adimensional denominada *coeficiente de fricción*; $C$ es una constante y Re, el número de Reynolds.

**19.26** Igual que el problema **19.25**, excepto que se incluye la velocidad del sonido $a$, por lo cual se supone que $R = K\rho^a\mu^b\mathscr{v}^cD^da^e$. Demuestre ahora que el coeficiente de fricción $f$ dependerá del número de Mach **M**, así como del número de Reynolds Re.

**19.27** El ducto principal de un sistema de aire acondicionado es de sección transversal rectangular (16 × 30 plg) y conduce aire a 15 psia y 40°F, que fluye a través de él con una velocidad de 1 400 pie/min. Calcule $h_i$.

*Resp.* 3.69 Btu/h·pie²·°F.

**19.28** Un fabricante de estufas de gas para cocina desea utilizar fibra de vidrio en vez de magnesio de 85%, empleado como aislante del horno. Con una temperatura máxima de 315°C en el horno, la superficie externa superior del mismo no ha de exceder de 50°C. Desprecie la resistencia metálica al flujo de calor y determine **(a)** el espesor de la capa de magnesio de 85% que se usaba, **(b)** el espesor de fibra de vidrio que ha de utilizarse.

**19.29** Un cambiador de calor de flujo contrario, de doble tubería, contiene un tubo de acero de 1.5 plg (1.90 plg DE, 1.61 plg DI) dentro de otro tubo de acero de 2.5 plg (2.88 plg DE, 2.47 plg DI). Petróleo caliente con propiedades similares a las del petróleo $C$, figura 19/20, fluye por la tubería interior con una velocidad de 3.5 pies/seg y una temperatura máxima de 200°F. Asimismo, $c_p$ = 0.52 Btu/lb·°R, $k$ = 0.96 Btu·plg/h·pie²·°F. Aceite frío con propiedades semejantes a las del petróleo B, figura 19/20, fluye por el espacio anular con una velocidad de 12.5 fps y una temperatura global de 80°F; además, $c_p$ = 0.52 Btu/lb·°R, **k** = 0.94 Btu/plg/h·pie²·°F. **(a)** Determine el coeficiente pelicular para las superficies interior y exterior de la tubería interna. **(b)** ¿Cuánto vale $U$ para la tubería interna?

**19.30** El recipiente de un reactor nuclear de forma esférica tiene un volumen interno de 65.4 pie³, contiene agua hirviente a 400°F y está hecho de acero inoxidable ($k$ = 160) de 3 plg de espesor. El reactor tiene a su alrededor una capa de 2 plg de plomo ($k$ = Btu·plg/h·pie²·°F) con una capa de magnesia de 85% entre ambos materiales; el máximo nivel de potencia del reactor es 5 kW. Si la máxima pérdida de calor a través del recipiente no excede del 5% de la potencia, calcule el espesor necesario de 85% de magnesia. ¿Cuál será la temperatura superficial exterior del plomo en las condiciones de máxima pérdida de calor?

# OBRAS DE CONSULTA

Esta no es propiamente una bibliografía. Las referencias seleccionadas que llevan el prefijo cero, como 0.1 y 0.2, contienen valores numéricos de propiedades y referencias a otras fuentes de propiedades. Las que tienen prefijos numéricos distintos del cero, como 1.1 y 1.2 (Capítulo 1), comprenden un cierto número de obras representativas y artículos acerca de *Termodinámica*, que pueden ser útiles al lector en el refuerzo de conocimientos y, en muchos casos, profundizan más en la materia. La lista de publicaciones también incluye libros y artículos de los cuales se puede hacer referencia para algún material *específico*, y por supuesto, obras más generales y, por lo tanto, más difíciles de identificar.


**0.1** Rossini, F. D., y cols., *Selected Values of Physical and Thermodynamic Properties of Hydrocarbons and Related Compounds*, Am. Petrol Inst. Res. Proj. 44, Carnegie Press.

**0.2** Rossini, F. D., y cols., *Selected Values of Chemical Thermodynamic Properties, NBS Circ.* 500.

**0.3** *Physical Tables*, 1954, Smithsonian Institution.

**0.4** Touloukian, Y. S., y cols., *Thermodynamic and Transport Properties of Gases, Liquids, and Solids*, ASME y McGraw-Hill.

**0.5** Touloukian, Y. S., y cols., *Retrieval Guide to Thermophysical Properties* (3 vols.), McGraw-Hill.

**0.6** Keenan y Kaye, *Gas Tables*, Wiley.

**0.7** Keenan y Keyes, *Thermodynamic Properties of Steam*, Wiley.

**0.8** Reid y Sherwood, *The Properties of Gases and Liquids*, McGraw-Hill.

**0.9** *Properties of Commonly-Used Refrigerants*, Air-Conditioning and Refrigeration Institute.

**0.10** *Thermodynamic Properties of Ammonia*, NBS Circ. 142.

**0.11** Hilsenrath, J., y cols., *Tables of Thermal Properties of Gases,* NBS Circ. 564.

**0.12** Ellenwood y Mackey, *Thermodynamic Charts*; *Steam, Water, Ammonia, Freon*-12, *and Mixtures of Air and Water Vapor*, Wiley.

**0.13** Tsu y Beecher, *Thermodynamic Properties of Compressed Water*, ASME.

**0.14** Hilsenrath y Touloukian, "The viscosity, thermal conductivity, and Prandtl number for air, $O_2$, $N_2$, NO, CO, $CO_2$, $H_2O$, He and A", *ASME Trans.*, Vol. 76, p. 967.

**0.15** *Selected Values of Hydrocarbons*, NBS Circ. C461.

**0.16** Wicks y Block, eds., *Thermodynamic Properties of* 65 *Elements*; *Their Oxides, Halides, Carbides, and Nitrides*, Bur. Mines Bull. 605.

**0.17** Stull y Sinke, *Thermodynamic Properties of the Elements*, Am. Chem. Soc.

**0.18** Din, F., ed., *Thermodynamic Functions of Gases*, Vols. 1, 2, 3, Butterworth. (Incluye $NH_3$, $CO_2$, CO, aire, $C_2H_2$, $C_2H_4$, $C_3H_8$, A, $C_2H_6$, $CH_4$, $N_2$.)

**0.19** Hougen y Watson, *Chemical Process Principles Chart*, Wiley.

**0.20** Bloomer y Rao, *Properties of Nitrogen*, Inst. Gas Technol., Res. Bull. No. 18, 1952.

**0.21** Lick y Emmons, *Properties of Helium to* 50 000°K, Harvard Univ. Press.

**0.22** JANAF, *Thermochemical Tables*, Vols. 1-4, Dow Chemical Co., Midland, Mich., D. R. Stull, director, JANAF = Joint Army Navy Air Force.

**0.23** McBride, Heimel, Ehlers y Gordon, *Thermodynamic Properties to* 6 000°K *for* 210 *Substances*, NASA SP-3001.

**0.24** Hottel, Williams y Satterfield, *Thermodynamic Charts for Combustion Processes*, Vols. I and II, Wiley.

**0.25** General Electric, Powell and Suciu, eds., *Properties of Combustion Gases*, McGraw-Hill.

**0.26** Farrell, W. F., diagrama de "Combustion Process in Diesel Cycles," Tésis de grado, U.S. Naval Postgrad. School.

**0.27** Hilsenrath, Joseph, y cols., *Tables of Thermodynamic and Transport Properties* (aire, A, $CO_2$, CO, $H_2$, $N_2$, $O_2$, $H_2O$), Pergamon Press, 1960.

**0.28** Beckett y Haar, *Thermodynamic Properties at High Temperature; Ideal Gas...to* 25 000°K, Inst. M.E., 1958.

**0.29** Geyer y Bruges, *Tables of Properties of Gases, with Dissociation Theory*, Longmans.

**0.30** Brinckley, S. R. y cols., *Thermodynamics of Combustion Products of Kerosene with Air at Low Pressure*, Bur. Mines, pp. x, 3-107/9.

**0.31** Quinn y Jones, *Carbon Monoxide*, Reinhold.

**0.32** Meyer, C. A., y cols., *ASME Steam Tables*, Am. Soc. Mech. Eng.

**1.1** Zemansky, M. W., *Heat and Thermodynamics*, McGraw-Hill.

**1.2** Keenan, J. H., *Thermodynamics*, Wiley.

**1.3** Lee y Sears, *Thermodynamics*, Addison-Wesley.

**1.4** Hatsopoulos y Keenan, *Principles of General Thermodynamics*, Wiley.

**1.5** Obert, E. F., *Concepts of Thermodynamics*, McGraw-Hill.

**1.6** Obert y Gaggioli, *Thermodynamics*, McGraw-Hill.

**1.7** Kiefer, Kinney y Stuart, *Principles of Engineering Thermodynamics*, Wiley.

**1.8** Vay Wylen y Sonntag, *Fundamentals of Classical Thermodynamics*, Wiley.

**1.9** Saad, M. A., *Thermodynamics for Engineers*, Prentice-Hall.

**1.10** Lay, J. E., *Thermodynamics*, Merrill.

**1.11** Zemansky y Van Ness, *Basic Engineering Thermodynamics*, McGraw-Hill.

**1.12** Tribus, M., Thermostatics and Thermodynamics, Van Nostrand.

**1.13** Hougen, Watson, y Ragatz, *Chemical Process Principles*, Parte II, 2a. ed., Wiley.

**1.14** Smith y Van Ness, *Introduction to Chemical Engineering Thermodynamics*, McGraw-Hill.

**1.15** Kestin, J., *A Course in Thermodynamics*, Blaisdell.

**1.16** Dodge, B. F., *Chemical Engineering Thermodynamics*, McGraw-Hill.

**1.17** Sears, F. W., Thermodynamics, *The Kinetic Theory of Gases, and Statistical Mechanics*, Addison-Wesley.

**1.18** Lewis y Randall, *Thermodynamics*, revisado por Pitzer y Brewer, McGraw-Hill.

**1.19** Weber and Meissner, *Thermodynamics for Chemical Engineers*, Wiley.

**1.20** Sommerfeld, A. W., *Thermodynamics and Statistical Mechanics*, Academic Press.

**1.21** Maxwell, James C., *Theory of Heat*, Van Nostrand.

**1.22** Baker, Ryder y Baker, *Temperature Measurements in Engineering*, Vols. I y II, Wiley.

**1.23** ASME, *Codes on Instruments and Apparatus.*

**1.24** Shoop y Tuve, *Mechanical Engineering Practice*, McGraw-Hill.

**1.25** Weber, R. L., *Heat and Temperature Measurement*, Prentice-Hall.

**1.26** Richtmyer y Kennard, *Introduction to Modern Physics*, McGraw-Hill.

**1.27** Smith y Cooper, *Elements of Physics*, McGraw-Hill.

**1.28** Kingery, W. D., *Property Measurements at High Temperatures*, Wiley.

**1.29** Rubin, L. G., "Measuring temperature", Intern. Sci. Technol., enero, 1964.

**1.30** *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry* (4 vols.), Reinhold.

**1.31** Harrison, R. T., *Radiation Pyrometry and Its Underlying Principles*, Wiley.

**1.32** Zimmerman y Lavine, *Conversion Factors and Tables*, Industrial Research Service.

**1.33** Rogers y Mayhew, *Engineering Thermodynamics*, Wiley.

**2.1** Sweigert y Beardsley, "Empirical specific heat equations based upon spectroscopic data", Ga. Inst. Technol., Eng. Expt. Sta. Bull. No. 2.

**2.2** Spencer y Justice, "Empirical heat capacity equations for simple gases", *J. Am. Chem. Soc.*, Vol. 56, p. 2311.

**2.3** Spencer y Flannagan, "Empirical heat capacity equations of gases", *J. Am. Chem. Soc.*, Vol. 64, p. 2511.
**2.4** Partington y Schilling, *The Specific Heat of Gases*, Van Nostrand.
**2.5** Ellenwood, Kulik y Gay, *The Specific Heat of Certain Gases over Wide Ranges of Pressures and Temperatures*, Cornell Eng. Sta., Bull. No. 30.
**2.6** Chipman y Fontana, "A new approximate equation for heat capacities at high temperatures", *J. Am. Chem. Soc.*, Vol. 57, p. 48.
**2.7** Spencer, *J. Am. Chem. Soc.*, Vol. 67, p. 1859.
**2.8** Corruccini and Gniewek, *Specific Heats and Enthalpies of Technical Solids at Low Temperatures*, NBS Mono. 21.
**2.9** Eaton, J. R., *Electrons, Neutrons and Protons in Engineering*, Pergamon.
**2.10** Andronov, Vitt y Khaikin, *Theory of Oscillators*, Addison-Wesley.
**2.11** Baumeister, T., Jr., *Fans*, McGraw-Hill.
**2.12** Church, A. H., *Centrifugal Pumps and Blowers*, Wiley.

**3.1** *Steam*, 37a. ed., The Babcock & Wilcox Co.
**3.2** *Combustion Engineering*, Combustion Engineering-Superheater, Inc.
**3.3** Peebles, J. H., Jr., Tesis de grado, Tulane University.
**3.4** Templerley, H. N. V., "Changes of state", Intern. Sci. Technol., oct. 1965.
**3.5** Drost-Hansen, W., "The puzzle of water", Intern. Sci Technol., oct. 1966.

**4.0** Los textos generales indicados para el Cap. 1 son las mejores referencias para este capítulo.
**4.1** Fay, J. A., *Molecular Thermodynamics*, Addison-Wesley.
**4.2** Knuth, E. L., *Statistical Thermodynamics*, McGraw-Hill.
**4.3** Vanderslice, Schamp y Mason, *Thermodynamics*, Prentice-Hall.
**4.4** Hirschfelder, Curtiss y Bird, *Molecular Theory of Gases and Liquids*, Wiley.
**4.5** Beer y Johnson, *Mechanics for Engineers*, McGraw-Hill.
**4.6** Symon, K. R., *Mechanics*, Addison-Wesley.
**4.7** King, A. L., *Thermophysics*, Freeman.
**4.8** Furth, H. P., "Magnetic pressure", Intern. Sci Technol., sept. 1966.
**4.9** Ridenour, L. N., y cols., *Modern Physics for the Engineer*, McGraw-Hill.

**5.1** Montgomery, S. R., *Second Law of Thermodynamics*, Pergamon.
**5.2** Lee, Sears y Turcotte, *Statistical Thermodynamics*, Addison-Wesley.
**5.3** Keenan, J. H., "Availability and irreversibility in thermodynamics", *Brit. J. Appl. Phys.*, Vol. 2, p. 183.
**5.4** Buchdahl, H. A., "On the principle of Caratheodory", *Am. J. Phys.*, Vol. 17, No. 1, p. 41.
**5.5** Potter, J. H., "On the inequality of Clausius", *Combustion*, jun. 1964.
**5.6** Darrieus, G., "The rational definition of steam turbine efficiencies", *Engineering*, vol. 130, p. 195.
**5.7** Del Duca y Fuscoe, "Electrons, enzymes and energy", Intern. Sci. Technol., marzo 1965.
**5.8** Bent, H. A., *The Second Law*, Oxford.
**5.9** Gibbs, J. W., *The Collected Works of J. Willard Gibbs*, Longmans.
**5.10** Planck, M., *Treatise on Thermodynamics*, Longmans.
**5.11** Aston and Fritz, *Thermodynamics and Statistical Thermodynamics*, Wiley.
**5.12** Fast, J. D., *Entropy*, McGraw-Hill.
**5.13** Young, G. J., *Fuel Cells*, Reinhold.
**5.14** Mitchell, W., *Fuel Cells*, Academic Press.
**5.15** Williams, K. R., ed., *An Introduction to Fuel Cells*, Elsevier.
**5.16** Baker, B. S., ed. *Hydrocarbon Fuel Cell Technology*, Academic Press.
**5.17** Keenan, J. H., "A steam chart for second law analysis", *Mech. Eng.*, Vol. 54, p. 195.

**6.0** Las mejores referencias para este capítulo son otros libros de termodinámica; ver las referencias para el Cap. 1.

**6.1** Gottlieb, M. B., "Plasma—the fourth state", Intern. Sci. Technol., agos. 1965.
**6.2** Frances, G., *Ionizacion Phenomena in Gases*, Academic Press.

**7.0** Las mejores referencias para este capítulo son otros libros de termodinámica; ver las referencias para el Cap. 1.

**8.0** Ver las referencias para el Cap. 1.
**8.1** Hefner, F. E., "Highlight from 6 500 hours of Stirling engine operation", GMR 456, General Motors Research Laboratories.
**8.2** Flynn, Percival, y Hefner, "GMR Stirling thermal engine", SAE *Trans.*, Vol. 68, pp. 665-683.
**8.3** Carnot, S., *Reflections on the Motive Power of Heat*, ASME.

**9.1** Gaffert, G. A., *Steam Power Stations*, McGraw-Hill.
**9.2** Morse, F. T., *Power Plant Engineering and Design*, Van Nostrand.
**9.3** Zerban y Nye, *Steam Power Plants*, International Textbook.
**9.4** Berry, C. H., "Steam turbine testing", *Mech. Eng.*, nov. 1935.
**9.5** Mooney, D. A., *Mechanical Engineering Thermodynamics*, Prentice-Hall.
**9.6** Potter, P. J., *Steam Power Plants*, Ronald.
**9.7** Kreisinger y Purcell, "Some operating data for large steam generation units", *ASME Trans.*, Vol. 50.
**9.8** Meyer, Silvestri y Martin, "Availability balance of steam power plants", *ASME Trans.*, Vol. 81, p. 35.
**9.9** Shepherd, D. G., *Principles of Turbomachinery*, Macmillan.
**9.10** Emmet, W. L. R., "Status of the Emmet mercury-vapor process", *Mech. Eng.*, Nov. 1937.
**9.11** Sheldon, L. A., "Properties of mercury vapor", *ASME Trans.*, Vol. 46, p. 272.
**9.12** Hackett, H. N., "Mercury-steam power plants", *Mech. Eng.*, Vol. 73, p. 559.
**9.13** Salisbury, J. K., *Steam Turbines and Their Cycles*, McGraw-Hill.
**9.14** Krieg, E. H., "Superposition", *Mech. Eng.*, sept. 1936.
**9.15** Wooten, W. R., *Steam Cycles for Nuclear Power Plants*, Simmons-Boardman.
**9.16** Kramer, A. W., *Boiling Water Reactors*, Addison-Wesley.
**9.17** *Steam*, 38a. ed., The Babcock & Wilcox Co.

**10.1** Pitzer, Lippman, *y cols.*, "The volumetric and thermodynamic properties of fluids", *J. Am. Chem. Soc.*, Vol. 77, p. 3433.
**10.2** Su y Chang, "A generalized van der Waals' equation of state for real gases", *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 38, p. 800.
**10.3** Su, G. J., "Modified law of corresponding states for real gases", *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 38, p. 803.
**10.4** Nelson y Obert, "Laws of corresponding states", *A.I.Ch.E. J.*, Vol. 1, p. 74.
**10.5** Nelson y Obert, "Generalized compressibility charts", *Chem. Eng.*, Vol. 61, p. 203.
**10.6** Nelson y Obert, "Generalized *pv T* properties of gases", *ASME Trans.*, Vol. 76, p. 1057.
**10.7** Halle and Ibele, "Compressibility deviations for polar gases", *ASME Trans.*, Vol. 77, p. 1003.
**10.8** Lydersen, Greenkorn y Hougen, *Generalized Thermodynamic Properties of Pure Fluids*, Report No. 4, Eng. Expt. Sta., Univ. of Wisconsin.
**10.9** Watson y Smith, "Generalized high-pressure properties of gases", *Nat. Petrol. News*, Vol. 28, No. 27, p. 29.
**10.10** Lewis y Elbe, "Heat capacities and dissociation equilibria of gases", *J. Am. Chem Soc.*, Vol. 57, p. 612.
**10.11** Lype, E. F., "Determination of equation of state from wave front observations", *ASME Trans.*, Vol. 80, p. 1.
**10.12** Hall y Ibele, "The tabulation of imperfect-gas properties for air, nitrogen, and oxygen", *ASME Trans.*, Vol. 76, p. 1039.
**10.13** Kaw, W. B., "Density of Hydrocarbon Gases and Vapors", *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 28, p. 1014.
**10.14** Taylor y Glasston, *States of Matter*, Van Nostrand.

**10.15** Tisza, L., y cols., *Generalized Thermodynamics*, M.I.T. Press.
**10.16** Hsieh, J. S., "Four-parameter generalized compressibility charts for nonpolar fluids", ASME 65-WA/PID-1.
**10.17** Shah y Thodos, "A comparison of equations of state", *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 57. No. 3.
**10.18** Redlich y Kwong, "On thermodynamic solutions V. An equation of state", *Chem. Rev.*, Vol. 44, p. 233.

**11.0** Las relaciones matemáticas se tratan en cierto grado en textos de termodinámica química y en textos modernos en general; ver las refs. 1.3, 1.4, 1.10, 1.15 y 1.16.
**11.1** Bridgman, P. W., *A Condensed Collection of Thermodynamic Formulas*, Harvard Univ. Press.
**11.2** Bridgman, P. W., *The Nature of Thermodynamics*, Harvard Univ. Press.
**11.3** Eller, E., "Squeeze electricity", Intern. Sci. Technol., jul. 1963.
**11.4** Potter y Chow, "On Joule's internal energy law", *Combustion*, abril 1965.
**11.5** Sando, R. M., "Compressibility of fluids", *Machine Design*, 29 de sept., 1960.
**11.6** Tilson, S., "Solids under pressure", Intern. Sci. Technol., jul. 1962.
**11.7** International Atomic Energy Agency, *Thermodynamics*, Vols. I y II (memorias de simposio).
**11.8** Corruccini, R. J., *Specific Heats and Enthalpies of Technical Solids at Low Temperature*, NBS Mono. 21.
**11.9** Haar, L., y cols., *Ideal Gas Functions and Isotope Exchange Functions for Diatomic Hydrides, Deuterides, and Tritides*, NBS Mono. 20.
**11.10** Lange, N. A., *Handbook of Chemistry*, Handbook Publishers.
**11.11** Giles, Robin, *Mathematical Foundations of Thermodynamics*, Pergamon's Pure Appl. Math. Series.

**12.1** ASHRAE, *Guide and Data Book*, American Society of Heating, Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers.
**12.2** Carrier, Cherne, Grant, *Modern Air Conditioning, Heating and Ventilating*, Pitman.
**12.3** Greene, A. M., Jr., *Principles of Heating, Ventilating, and Air Conditioning*, Wiley.
**12.4** Goodman, William, *Air Conditioning Analysis*, Macmillan.
**12.5** Arnóld, J. H., "The theory of the psychrometer", *Physics*, Vol. 4.
**12.6** London, Mason, Boelter, "Performance characteristics of a mechanically induced draft, counterflow, packed cooling tower", *ASME Trans.*, Vol. 62, p. 41.
**12.7** Lichtenstein, J., "Performance and selection of mechanical-draft cooling towers", *ASME Trans.*, Vol. 65, p. 779.
**12.8** Moss, J. F., *Cooling tower performance for air conditioning systems*, Bull. No. 110, Texas Eng. Expt. Sta., College Station.
**12.9** Bosnjakovic (trad. por Blackshear), *Technical Thermodynamics*, Holt.

**13.1** Lewis y von Elbe, *Combustion Flames and Explosions*, Academic Press.
**13.2** Jost, W. (trad. por H. O. Craft), *Explosion and Combustion Processes in Gases*, McGraw-Hill.
**13.3** *Combustion Engineering*, Combustion Engineering-Superheater, Inc.
**13.4** Pearson y Fellinger, "Thermodynàmic properties of combustion products", ASME paper 65-WA/Ener-2.
**13.5** Barrow, G. M., *Physical Chemistry*, McGraw-Hill.
**13.6** Ellern, H., *Modern Pyrotechnics*, Chemical Publishing.
**13.7** Baldwin, L. V., y cols., *Rocket and Missile Technology*, A.I.Ch.E.
**13.8** Minkoff y Tipper, *Chemistry of Combustion Reactions*, Butterworth.
**13.9** Williams, F. A., *Combustion Theory*, Addison-Wesley.
**13.10** Nikolaev, B. A., *Thermodynamic Assesment of Rocket Engines*, Pergamon.
**13.11** Strehlow, R. A., *Fundamentals of Combustion*, International Textbook.

**14.1** *Compressed Air Handbook*, Compressed Air and Gas Institute.
**14.2** Wilson y Crocker, "Fundamentals of the Elliott-Lysholm compressor", *Mech. Eng.*, Vol. 68, p. 514.

**14.3** ASME, *Test Code for Compressors and Exhausters*, PTC 10-1949.
**14.4** Gill, T. T., *Air and Gas Compression*, Wiley.
**14.5** Stuart y Jackson, "The analysis and evaluation of compressor performance", *Mech. Eng.*, Vol. 76, p. 287.
**14.6** *Compressed Air Power*, Compresed Air and Gas Institute.
**14.7** Baumeister, T., *Marks' Mechanical Engineers Handbook*, McGraw-Hill.

**15.1** Zucrow, M. J., *Aircraft and Missile Propulsion* (2 vols.), Wiley.
**15.2** Dusinberre y Lester, Gas Turbine Power, International Textbook.
**15.3** Godsey y Young, *Gas Turbines for Aircraft*, McGraw-Hill.
**15.4** Jennings y Rogers, *Gas Turbine Analysis and Practice*, McGraw-Hill.
**15.5** Cohen y Rogers, *Gas Turbine Theory*, Longmans.
**15.6** Lewis, A. D., *Gas Power Dynamics*, Van Nostrand.
**15.7** von Kármán, T. y cols., *High-Speed Aerodynamics and Jet Propulsion*, Princeton Univ. Press.
**15.8** Cox, H. R., ed., *Gas Turbine Principles and Practice*, Van Nostrand.
**15.9** Hawthorne and Olson, eds., *Design Performance of Gas Turbine Power Plants*, Princeton Univ. Press.
**15.10** Hodge, James, *Cycles and Performance Estimation*, Academic Press.
**15.11** Foa, J. V., *Elements of Flight Propulsion*, Wiley.
**15.12** Hill y Peterson, *Mechanics and Thermodynamics of Propulsion*, Addison-Wesley.
**15.13** Hesse y Mumford, *Jet Propulsion for Aerospace Applications*, Pitman.
**15.14** Vincent, E. T., *The Theory and Design of Gas Turbines and Jet Engines*, McGraw-Hill.
**15.15** Barrère, Marcel, y cols., *Rocket Propulsion*, Elsevier.
**15.16** Sutton, G. P., *Rocket Propulsion Elements*, Wiley.
**15.17** Melik-Pashaev, N. I. (trad. por W. E. Jones), *Liquid-Propellant Engines*, Pergamon.
**15.18** Crocco y Cheng, *Theory of Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors*, Butterworth.
**15.19** London y Oppenheim, "The free-piston engine development", *ASME Trans.*, Vol. 74, p. 1349.
**15.20** London, A. L., "Supercharged-and-intercooled free-piston-and-turbine compound engine", *ASME Trans.*, Vol. 78, p. 1757.
**15.21** Maes y Sutherland, "Tiny rockets", Intern. Sci. Technol., agos. 1966.
**15.22** Forrester y Eilenberg, "Ion rockets", Intern. Sci. Technol., ene. 1964.
**15.23** Peters, R. L., *Design of Liquid, Solid, Hybrid Rockets*, Heyden.
**15.24** *Annual Reports, 1967*, Gas Turbine Division, ASME.
**15.25** Mills, R. G., "The combined steam turbine-gas turbine plant for marine use", *ASME Trans.*, Vol. 81, paper 59-A-237.

**16.1** Taylor y Taylor, *The Internal Combustion Engine*, rev. ed., International Textbook.
**16.2** Hersey, Eberhardt y Hottel, "Thermodynamic properties of the working fluid in internal combustion engines", *SAE J.*, Vol. 39, p. 409.
**16.3** Lichty, L. C., *Internal Combustion Engines*, McGraw-Hill.
**16.4** Taylor, C. F., *The Internal Combustion Engine in Theory and Practice*, Technology Press.
**16.5** Rogowske, A. R., *Elements of Internal Combustion Engines*, McGraw-Hill.
**16.6** Polson, J. A., *Internal Combustion Engines*, 2a. ed., Wiley.
**16.7** Dean, W. C., "A new rotary piston engine", *Mech. Eng.*, agos. 1964.
**16.8** Obert, E. F., *Internal Combustion Engines*, 3a. ed., International Textbook.

**17.0** Ver la referencia 12.1.
**17.1** Jordan y Priester, *Refrigeration and Air Conditioning*, Prentice-Hall.
**17.2** Jennings y Lewis, *Air Conditioning and Refrigeration*, International Textbook.
**17.3** Raber y Hutchinson, *Refrigeration and Air Conditioning Engineering*, Wiley.
**17.4** Sparks, N. R., *Theory of Mechanical Refrigeration*, McGraw-Hill.
**17.5** Sharpe, N., *Refrigerating Principles and Practices*, McGraw-Hill.
**17.6** Penrod, Baker, Levy y Chung, *Univ. of Kentucky Heat Pump No. 1*, Eng. Expt. Sta. Bull. No. 30, Univ. of Kentucky.
**17.7** Barron, R., *Cryogenic Systems*, McGraw-Hill.

**17.8** Vance y Duke, eds., *Applied Cryogenic Engineering*, Wiley.
**17.9** Bell, J. H., Jr., *Cryogenic Engineering*, Prentice-Hall.
**17.10** Sittig, M., *Cryogenics*, Van Nostrand.
**17.11** Collins y Cannady, *Expansion Machines for Low Temperature Processes*, Oxford.
**17.12** Severns y Fellows, *Air Conditioning and Refrigeration*, Wiley.
**17.13** Stoecker, W. F., *Refrigeration and Air Conditioning*, McGraw-Hill.
**17.14** Ruhemann, M., *The Separation of Gases*, Clarendon Press.
**17.15** Burton, E. F., y cols., *Phenomena at the Temperature of Liquid Helium*, Reinhold.
**17.16** Davies, M. M., *The Physical Principles of Gas Liquefaction and Low Temperature Rectification*, Longmans.
**17.17** Scott, Denton y Nicholls, *Technology and Uses of Liquid Hydrogen*, Pergamon.

**18.1** Shapiro, A. H., *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow* (2 vols.), Ronald Press.
**18.2** Dodge y Thompson, *Fluid Mechanics*, McGraw-Hill.
**18.3** Binder, R. C., *Fluid Mechanics and Advanced Fluid Dynamics and Fluid Machinery*, Prentice-Hall.
**18.4** Liepmann y Roshko, *Elements of Gasdynamics*, Wiley.
**18.5** Yellott y Holland, "Condensation of steam in diverging nozzles", *ASME Trans.*, Vol. 59, p. 171.
**18.6** Binnie y Woods, "The pressure distribution in a convergent-divergent nozzle", *Proc. Inst. Mech. Eng.*, Vol. 138, p. 260.
**18.7** Daily y Harleman, *Fluid Dynamics*, Addison-Wesley.
**18.8** Sabersky y Acosta, *Fluid Flow*, Macmillan.
**18.9** Kenyon, R. A., *Principles of Fluid Mechanics*, Ronald.
**18.10** Pao, R. H., *Fluid Mechanics*, Wiley.
**18.11** Bird, R. B., y cols., *Transport Phenomena*, Wiley.
**18.12** Hunt, J. N., *Incompressible Fluid Dynamics*, Wiley.
**18.13** Yuan, S. W., *Foundations of Fluid Mechanics*, Prentice-Hall.
**18.14** McLeod, E. B., *Introduction to Fluid Dynamics*, Pergamon.
**18.15** Lee, John F., *Theory and Design of Steam and Gas Turbines*, McGraw-Hill.
**18.16** Stodola-Lowenstein, *Steam and Gas Turbines*, McGraw-Hill.
**18.17** Church, E. F., Jr., *Steam Turbines*, McGraw-Hill.
**18.18** Bartlet, R. L., y cols., *Steam-Turbine Performance and Economics*, McGraw-Hill.
**18.19** Skrotzki y Vopat, *Steam and Gas Turbines*, McGraw-Hill.
**18.20** Goudie, W. J., *Steam Turbines*, Longmans.
**18.21** Newman, Keller, Lyons, Wales, *Modern Turbines*, Wiley.
**18.22** ASME, *Fluid Meters, Theory and Application.*
**18.23** ASME, *Flow measurements, Part 5, Power Test Codes.*
**18.24** Rohsenow y Choi, *Heat, Mass, and Momentum Transfer*, Prentice-Hall.
**18.25** Benedict y Steltz, *Handbook of Generalized Gas Dynamic*, Plenum Press.
**18.26** Moody, L. F., "Friction factors for pipe flow", *ASME Trans.*, Vol. 66, p. 671.
**18.27** Cambel y Jennings, *Gas Dynamics*, McGraw-Hill.

**19.1** McAdams, W. H., *Heat Transmission*, McGraw-Hill.
**19.2** King, W. J., "The basic laws and data of heat transmission", *Mech. Eng.*, Vol. 54, abril 1932.
**19.3** ASHRAE, *Guide and Data Book*, American Society of Heating, Refrigeration, and Air Conditioning Engineers.
**19.4** Kreith, Frank, *Principles of Heat Transfer*, IEP —A Dun-Donnelley Publisher.
**19.5** Jakob, M., *Heat Transfer*, Vol. 2, Wiley.
**19.6** Gebhart, B., *Heat Transfer*, 2a. ed., McGraw-Hill.
**19.7** Schneider, P. J., *Conduction Heat Transfer*, Addison-Wesley.
**19.8** Dusinberre, G. M., *Heat Transfer Calculations by Finite Differences*, International Book Company.

**19.9** Hottel, H. C., "Radiant heat transmission", *Mech. Eng.*, Vol. 52, 1930.

**19.10** Oppenheim, A. K., "The network method of radiation analysis", ASME Paper 54-A75, 1954.

**19.11** Sparrow y Cess, *Radiant Heat Transfer*, Wadsworth Publishing Company.

**19.12** Planck, M., *The Theory of Heat Radiation*, Dover Publications.

**19.13** Eckert y Drake, *Heat and Mass Transfer*, 2a. ed., McGraw-Hill.

**19.14** Chapman, A. J., *Heat Transfer*, Macmillan Company.

**19.15** Brown y Marco, *Introduction to Heat Transfer*, 3a. ed., McGraw-Hill.

**19.16** Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, 4a. ed., McGraw-Hill.

**19.17** Rohsenow y Choi, *Heat, Mass, and Momentum Transfer*, Prentice-Hall.

**19.18** Kreith, F., *Radiation Heat Transfer*, International Textbook Company.

**19.19** Wiebelt, J. A., *Engineering Radiation Heat Transfer*, Holt Publishing Company.

**19.20** Boelter, Cherry, Johnson, Martinelli, *Heat Transfer*, Univ. of Calif. Press.

**19.21** Jakob y Hawkins, *Elements of Heat Transfer and Insulation*, Wiley.

**19.22** Lee y Sears, *Thermodynamics*, Addison-Wesley.

**19.23** Hilsenrath y Touloukian, "The viscosity, thermal conductivity, and Prandtl number for air, $O_2$, $N_2$, NO, CO, $CO_2$, $H_2O$, He y A", *ASME Trans.*, Vol. 76, p. 967.

**19.24** Keyes, F. G., "Summary of viscosity and heat conduction data for He, A, $H_2$, $O_2$, $N_2$, CO, $CO_2$, $H_2O$ and air", *ASME Trans.*, Vol. 73, p. 589.

**19.25** Sieder y Tate, "Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes", *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 28, 1936, p. 1429.

**19.26** Croft, H. O., *Thermodynamics, Fluids Flow, and Heat Transmission*, McGraw-Hill.

**19.27** Hottel, H. C., "Radiation from non-luminous flames", *ASME Trans.*, Vol. 57, p. 463.

# APENDICE A

# Eficiencia y características de funcionamiento Máquinas de movimiento alternativo

## A.1 INTRODUCCION

El principio de cualquier máquina real en funcionamiento tuvo lugar en el análisis inicial realizado por su diseñador sobre un ciclo ideal en particular. Habiendo calculado el trabajo ideal $W$ y la eficiencia termodinámica (o térmica) $e$, se estiman luego con precisión razonable la eficiencia, el tamaño y otras especificaciones requeridas para construir una máquina real. Fue posible hacer esto porque el trabajo de salida de muchos tipos y tamaños de máquinas reales han sido medidos una y otra vez. A riesgo de parecer repetitivos, este apéndice reune, para una conveniente referencia, las diversas definiciones y algunas relaciones de medición de trabajo o potencia adicionales, porque estos aspectos de la ingeniería termodinámica se presentan en todas las consideraciones prácticas.*

## A.2 MEDICION DE TRABAJO

La cantidad de trabajo real efectuado depende del lugar donde se mida (el trabajo siempre está degradándose). En un motor como el de la figura A/1, por ejemplo, el trabajo realizado en un cilindro se puede medir por medio de un *indicador*, figura A/2. Esta cantidad, denominada consecuentemente ***trabajo indicado***, es muy cercana al término correspondiente al fluido, que es el trabajo obtenido mediante el empleo de las propiedades termodinámicas. El trabajo indicado $W_I$ tiene importancia únicamente en el caso de máquinas de movimiento alternativo (o reciprocantes).

También hay medios para medir el trabajo en el eje (o "flecha") de un motor, figura A/1. Tal cantidad se conoce como ***trabajo efectivo*** $W_E$, o ***trabajo al freno***. Como todo eje de motor impulsa *algo*, el trabajo se puede medir en algún sitio posterior al acoplamiento o conexión a la máquina motriz. En la generación de potencia eléctrica, el eje impulsa un generador, y el trabajo (eléctrico) de salida del mismo se denomina ***trabajo combinado*** o *total* $W_K$. Este se puede medir fácilmente con instrumentos eléctricos.

## A.3 DIAGRAMA DE INDICADOR

Un medio útil para estudiar el funcionamiento de los motores reciprocantes es conocido como ***diagrama de indicador***. Tal diagrama es un registro o inscripción del cambio de

* El contenido de este apéndice ha sido complementado con las unidades métricas y adaptado a la terminología más apropiada técnicamente. (N. del R.)

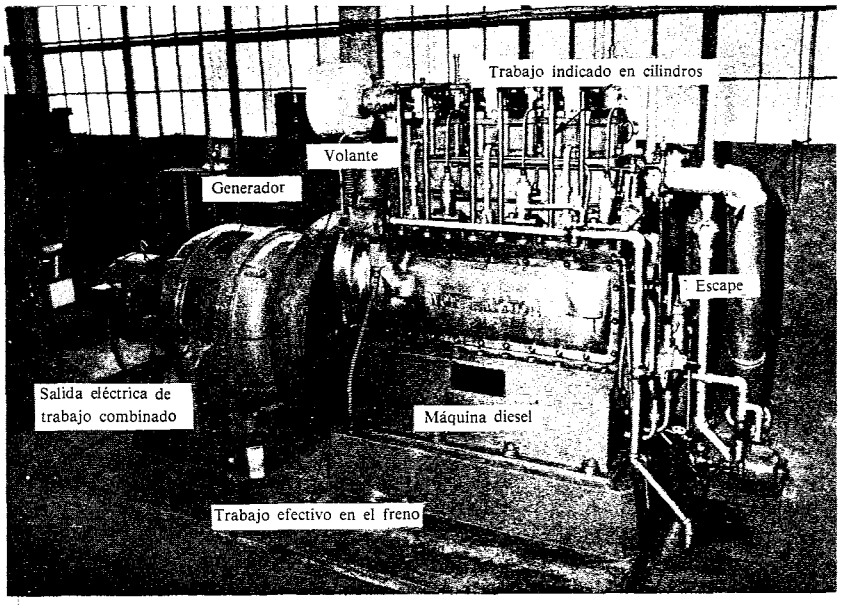



**Fig. A/1** *Localización del trabajo indicado, del trabajo efectuado y del trabajo combinado*: $W_I$, $W_E$, $W_K$.

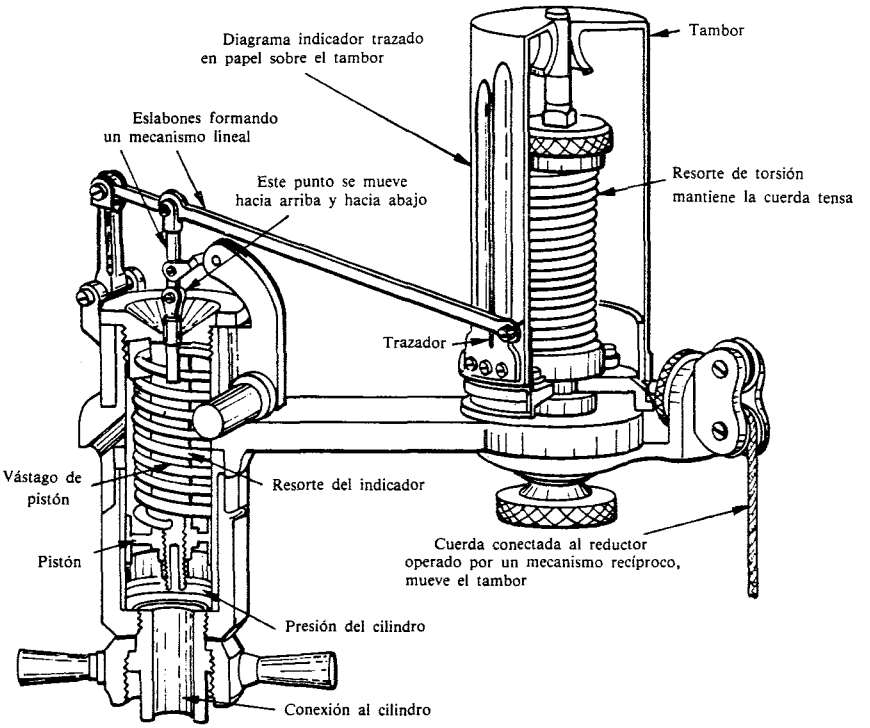



**Fig. A/2** *Indicador de trabajo*. El vapor u otro fluido entra por la conexión al cilindro y actúa sobre un pequeño pistón, a cuyo desplazamiento se opone el resorte del indicador. Cuanto más alta sea la presión en el cilindro, mayor será el desplazamiento del pistón (y del trazador). Este último, que registra en una hoja el diagrama presión-volumen de trabajo, es accionado por un mecanismo de movimiento rectilíneo aproximado. La cuerda se fija al tambor, el cual se mueve en fase (la magnitud del movimiento se reduce) con el pistón del motor (y su cruceta). En el tambor giratorio no se tiene la hoja de registro del indicador.

la presión y el volumen de la sustancia operante en el interior del cilindro, conforme el émbolo o pistón se desplaza de uno a otro lado. El registro se obtiene mediante un ***indicador*** (de trabajo), un ejemplo del cual se tiene en la figura A/2. Otros tipos de indicadores donde se eliminan el pequeño cilindro con pistón, mostrado en la figura A/2, y su inercia, se emplean en algunos motores de alta velocidad. Un diagrama de un motor reciprocante bien ajustado (de vapor o de aire) se muestra en la figura A/3. El área limitada por el trazo se determina utilizando un planímetro, figura A/4.

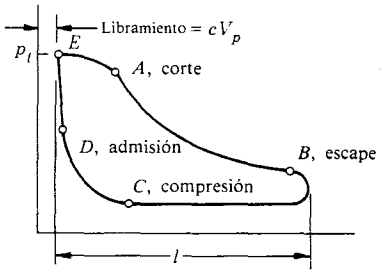



**Fig. A/3** *Diagrama de indicador.*

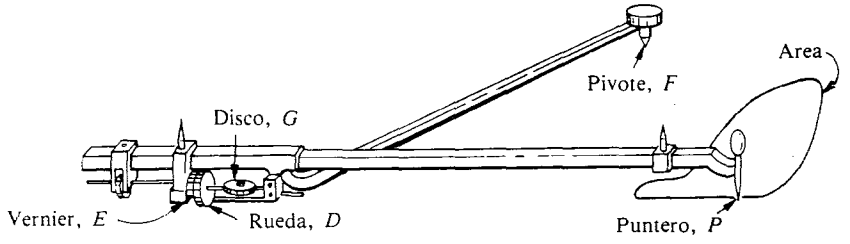



**Fig. A/4** *Planímetro.* El pivote *F* está fijo. El puntero *P* es desplazado en el sentido del reloj alrededor del contorno del área que se va a medir. La rueda *D* gira con el movimiento de *P*, y luego que se ha recorrido todo el contorno del diagrama, la magnitud del área se lee con el disco *G* y el vernier *E*.

Aun cuando un diagrama de indicador es casi igual a un diagrama cerrado presión-volumen, no corresponde a un ciclo termodinámico cerrado. El diagrama de indicador señala los detalles de todo lo que se necesita para el proceso de trabajo de un ciclo. Los puntos notables del funcionamiento de un motor embolar en un ciclo de potencia son: la válvula de entrada se abre en el llamado ***punto de admisión D***, y el fluido entra hasta que se llega al ***punto de corte*** *A*, en que la válvula de entrada se cierra; el fluido se expande (realizando un trabajo positivo) desde *A* hasta *B*, el cual es el ***punto de escape*** donde la válvula de salida se abre y el fluido comienza a ser descargado del cilindro; en el ***punto de compresión*** *C*, la válvula de escape se cierra de nuevo, atrapando una pequeña cantidad de fluido en el cilindro (para efectos de amortiguamiento y otras razones); la válvula de admisión se abre otra vez en *D*, y el diagrama se traza de nuevo. El punto de corte o cierre generalmente está representado por el denominado ***índice de corte***, que es la fracción (o porcentaje) de la *carrera* que ha recorrido el pistón al producirse el cierre de la admisión. Los diagramas de indicador para compresores y motores de combustión interna se muestran en el texto. Puesto que un diagrama de indicador proporciona (con mucha aproximación) un registro de la presión ejercida sobre el pistón, las *áreas limitadas por el trazo del indicador representan trabajo*, el llamado *trabajo indicado* $W_I$. Este incluye los efectos de la salida y la entrada de la sustancia operante al cilindro; el trabajo neto sobre los alrededores (al

ser desplazada la frontera móvil, o sea, el pistón) en las dos carreras necesarias para completar el diagrama es cero.

## A.4 PRESION MEDIA EFECTIVA (P.M.E.) Y POTENCIA INDICADA

El diagrama de indicador lo produce el aparato respectivo, figura A/2, provisto de un resorte con una cierta "escala" o índice. Si la escala es de 100 lb *en el caso de un cierto indicador*, esto significa que un desplazamiento vertical de 1 plg del estilete o trazador del instrumento, señala una presión de 100 psi.* Por lo tanto, las alturas reales en un diagrama, multiplicadas por la escala del resorte, serán las presiones reales en libras por pulgada cuadrada (despreciando errores inherentes en el indicador). De esta manera para calcular la p.m.e. indicada, debe determinarse el área del diagrama en pulgadas cuadradas, dividirla entre la longitud del mismo, $l$, en pulgadas, figura A/3, y se obtiene así la *altura media* del diagrama en pulgadas. Esta altura promedio multiplicada por la escala o índice de fuerza del resorte del indicador representa la presión media, conocida como *p.m.e. indicada* ($p_{mI}$),

$$\textbf{(a)} \qquad p_{mI} = \frac{(\text{área del diagrama})(\text{escala del resorte})}{(\text{longitud del diagrama})}$$

Si esta presión actúa sobre la cara del pistón durante una carrera, el trabajo sería el mismo que el que producirían las presiones reales a través de todos los sucesos correspondientes al diagrama de indicador. Ver la sección 8.8 una vez más.

Para obtener la potencia señalada a partir de la p.m.e., se divide entre un cierto factor el trabajo por unidad de tiempo. La fuerza correspondiente a la presión $p_{mI}$ será ($p_{mI}A$), donde $A$ es el área útil del pistón. Esta fuerza actúa en una distancia igual a la carrera del émbolo, $L$, de manera que el trabajo por carrera es $p_{mI}AL$, que es también el trabajo correspondiente a un diagrama completo. Si el *número de diagramas por minuto* (o *el número de ciclos por minuto*) es $N$, el trabajo por minuto es $p_{mI}ALN$. Por lo tanto, la expresión de la potencia indicada será

$$\textbf{(A-1)} \qquad P_I = \frac{p_{mI}LAN}{K}$$

donde $p_{mI}$ es el valor determinado con el diagrama de indicador, como ya explicamos. Las unidades de $P_I$ dependen de los otros factores. Para $p_{mI}$ en lbf/plg$^2$, $A$ en plg$^2$ y $L$ en pies, $K$ vale 33 000 y se obtiene entonces $P_I$ en pielibras por minuto; para $p_{mI}$ en kgf/cm$^2$, $A$ en cm$^2$ y $L$ en metros, $K$ vale ahora 4 500, y $P_I$ resulta en kilográmetros por minuto. Esta ecuación a menudo recibe el nombre de ***ecuación de la p.m.e.*** El principiante suele cometer un error al aplicar la ecuación (A-1), pues olvida a veces que $A$ está dada, por ejemplo, en pulgadas cuadradas (para corresponder a la presión en psi o lbf/plg$^2$), pero la carrera $L$ se toma en pies. No obstante, es correcto emplear también, por ejemplo, pies cuadrados y libras por pie cuadrado en los factores de la fuerza. Observe que, en general, $N$ *no* es el número de revoluciones por minuto, $n$, sino el número de diagramas (o ciclos) realizados por minuto; $N$ y $n$ son iguales en el caso de un motor de un solo cilindro y simple acción. Si el cilindro único fuera de doble efecto, $N = 2n$, donde $n$ es el número de rpm. En un ***motor de simple acción***, la sustancia de trabajo actúa sólo sobre una de las caras del pistón; en uno ***de doble acción***, el operante actúa sobre ambas caras.

Se considera de nuevo que $p_m$ representa la p.m.e. de un ciclo (o diagrama de indica-

* Esto se cumple cuando se emplea un pistón estándar en el indicador. Si se utiliza un pistón de submedida, lo que es una práctica común, la "escala" estampada en el resorte tendrá que ser modificada, por supuesto.

dor) ideal y $P$ es la potencia ideal; por lo tanto, la ecuación de la p.m.e., tal como se adapta a un motor ideal, es

$$P = \frac{p_m LAN}{K} \tag{A-2}$$

Cuando la ecuación de la p.m.e. se aplica a la cara $B$ del pistón en un cilindro de doble acción, figura 4/13, la $A$ de la ecuación (A-1) debe ser el área del émbolo *menos* el área transversal del vástago del pistón, valor neto sobre el cual actúa la p.m.e.

## A.5 TAMAÑO PRACTICO DE MAQUINAS DE CILINDRO Y EMBOLO

El tamaño se indica por dos medidas de longitud: $D \times L$, donde la primera corresponde al diámetro interior del cilindro, y la segunda, a la carrera del pistón; por ejemplo, 6 × 8 plg, o bien, 15 × 20 cm.

## A.6 POTENCIA EFECTIVA (O AL FRENO)

El nombre de *potencia al freno* surgió porque en las primeras determinaciones la *potencia efectiva* o de salida se disipaba en un freno de fricción. Los frenos de ese tipo todavía se utilizan con este propósito, en intervalos adecuados de potencia y velocidad. En las figuras A/5 y A/6 se observa un tipo conocido como ***freno de Prony***. Cuando el freno es sujetado al volante, figura A/5, la fuerza de fricción $F$ (= $F/2$ + $F/2$, en las zapatas de frenado) tiende a hacer girar tiende a hacer girar al freno junto con el volante. Sin embargo, el borde de cuchilla del brazo del aparato descansa sobre la báscula y evita el movimiento del conjunto. La fuerza $G$, que es medida por la báscula, consta de la reacción producida por el rozamiento y una parte del peso del freno, denominada ***tara***, a menos que haya un contrapeso que equilibre el freno con respecto a la línea central del volante. Para calcular la tara se sostiene el freno mediante un soporte de cuchilla en $B$, y se mide la tara con la báscula. De modo que la fuerza neta sobre esta última, producida por el momento de fricción, es $G$ - (tara).

La información que se obtiene de una prueba con freno de Prony se emplea para calcular la potencia efectiva (o al freno). Así, la fuerza de fricción o rozamiento $F$, al actuar en una revolución del volante, realiza un trabajo $W_0 = F(\pi D_0)$, donde el diámetro del volante $D_0$ está expresado en las unidades de uso en la práctica general. El trabajo por vuelta multiplicado por las revoluciones por minuto (rpm), $n$, da la potencia. Por ejemplo, para $D_0$ en cm, $W_0 = F(\pi D_0)$ kgf·cm, o bien, $F(\pi D_0)/100$, en kgf·m. En unidades inglesas y

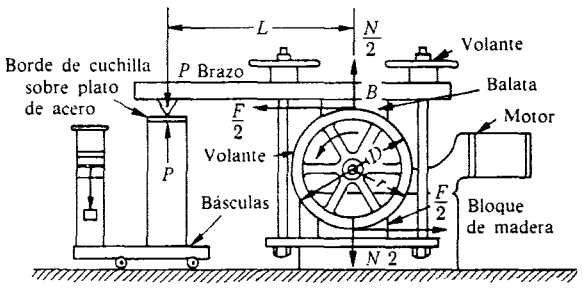



**Fig. A/5** *Freno de Prony.*

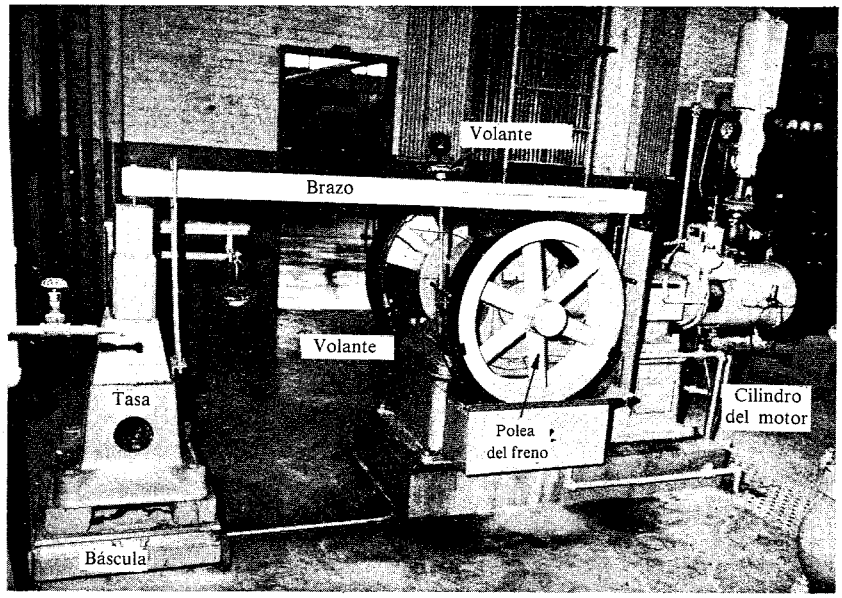



**Fig. A/6** *Disposición de un freno de Prony.* Compárese esta fotografía con el esquema de la figura A/5.

con $D_o$ en plg, $W_0 = F(\pi D_0)/12$, en pie·lbf. La fórmula general de la potencia (en cv, o bien, en hp) es

**(A-3)**
$$P = \frac{F(\pi D_0)n}{mK} = \frac{F(2\pi R_0)n}{mK} = \frac{Tn}{C}$$

donde $T = FR_0 = FD_0/2$ es el momento de torsión friccional sobre el volante (en las unidades usuales respectivas). Las constantes dimensionales tienen los siguientes valores. Para $D_0$ en cm: $m = 100$, $K = 4\,500$ y $C = 71\,600$, lo que da la potencia en caballos (cv). Para $D_0$ en plg: $m = 12$, $K = 33\,000$, $C = 63\,000$, y se halla así la potencia en caballos ingleses (hp). La suma de los momentos de las fuerzas en el freno con respecto al centro del volante da

**(b)**
$$T = FR_0 = (G - \text{tara})L_0$$

donde $L_0$ es el brazo de momento de la fuerza $G$. De manera que si se conoce la dimensión $L_0$ del freno, figura A/5, podemos obtener el valor de $G$ (indicado por la báscula) y el número de rpm del motor, y calcular con esto la potencia efectiva o de salida a partir de la ecuación (A-3).

Otros instrumentos para la medición del trabajo de salida son el freno hidráulico (que no se ilustra), el dinamómetro (figura A/7), y sistemas de medida de deformación para evaluar el momento de torsión. Debido a que el tipo más común de los indicadores, figura A/2, posee demasiada inercia para responder adecuadamente a una velocidad elevada, se volvió costumbre medir la potencia de salida de motores de automóvil y otros motores semejantes, utilizando únicamente un dinamómetro. Esta práctica originó el uso común de la ***presión media efectiva al freno*** (o "brake m.e.p.", en inglés) $p_{mB}$, que es la $p_m$ calculada a partir de la ecuación de la p.m.e. (A-2), empleando potencia al freno (bhp) en lugar de potencia indicada (ihp). En unidades inglesas,

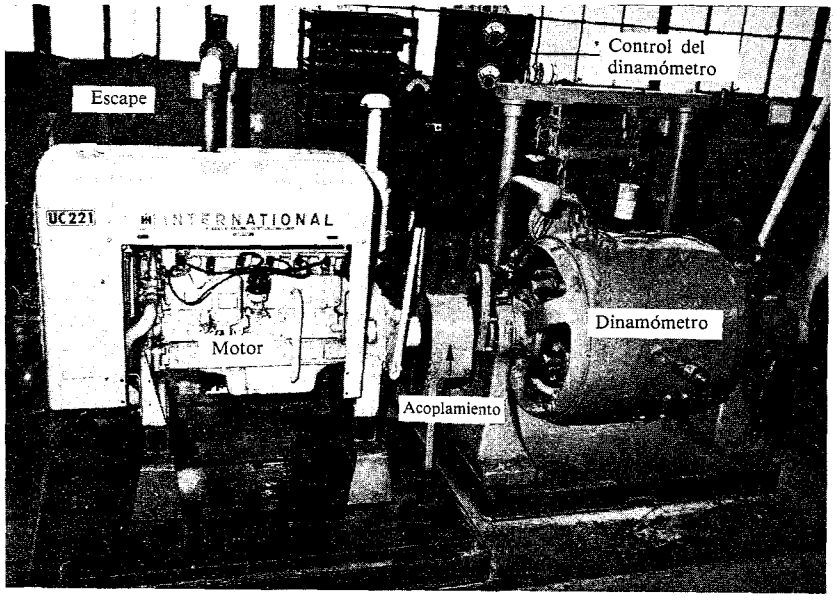



**Fig. A/7** *Prueba con dinamómetro en el caso de un motor estacionario industrial.* Los controles del dinamómetro se observan al fondo.

**(c)**
$$p_{mB} = \frac{33\,000 \text{ (bhp)}}{LAN}$$

Mientras que las pruebas con dinamómetro aún constituyen una práctica industrial ordinaria, se han desarrollado indicadores de alta velocidad, en los cuales se utiliza un osciloscopio, así como otros aparatos de efectos ópticos y fotográficos, de manera que ahora es posible obtener, a partir de motores de alta velocidad, la valiosa información que revela un diagrama de indicador.

## A.7 EFICIENCIAS TERMICAS (O TERMODINAMICAS)

La eficiencia térmica $e = W/Q_A$ ya ha sido definida. En términos más generales, en el caso de un motor o un ciclo de potencia,

**(A-4)**
$$\text{eficiencia térmica} = \frac{\text{trabajo de salida del sistema}}{\text{energía cargable al sistema}}$$

En el caso de los ciclos y motores ideales, el numerador y el denominador son valores también ideales, que se definen para cada sistema considerado. En esta expresión, el trabajo puede ser una energía que está 100% disponible; la electricidad es un ejemplo. Como hay varios puntos en los cuales se puede medir la potencia y el trabajo, no hay una única eficiencia térmica *real*. Si $E_c'$ es la energía real que se considera con cargo a un sistema, se tienen los siguientes tres valores de eficiencia térmica: *interior* (o indicada), $e_I$; *exterior* (o efectiva), $e_E$; y *combinada*, $e_K$.

**(d)**
$$e_I = \frac{W_I}{E_c'} \qquad e_E = \frac{W_E}{E_c'} \qquad e_K = \frac{W_K}{E_c'}$$

*La energía* $E_c'$ se definirá para cada motor y ciclo real analizado.

## A.8 PODER CALORIFICO DE LOS COMBUSTIBLES

En las turbinas de gas y en los motores de combustión interna, la energía para producir trabajo proviene de la reacción entre el combutible y el oxígeno. La energía liberada durante el proceso generalmente recibe el nombre de ***poder calorífico*** o *calor de combustión.*

El poder calorífico de un combustible *es la cantidad de calor proporcionada por los productos de su combustión al enfriarse hasta la temperatura inicial,* después de una combustión completa a presión constante (o a volumen constante), §§13.15 y 13.23, corregido a un estado estándar de 1 atm y 25°C. Su valor no es único debido al $H_2O$ que se forma a partir de algunos combustibles. Los que se emplean con más frecuencia son hidrocarburos como los llamados combustóleo, keroseno y gasolina, cuya fórmula química es de la forma $C_xH_y$. Cuando estos combustibles reaccionan con el oxígeno, el hidrógeno forma $H_2O$. Si los productos de combustión están *calientes* (arriba de unos 52°C), este $H_2O$ es vapor; si los productos son enfriados hasta temperaturas atmosféricas normales, el vapor de agua se condensa, o por lo menos en gran parte, y el $H_2O$ se vuelve líquido. Durante la condensación cede el calor de evaporación. De esta manera, si consideramos únicamente este factor, vemos que puede haber por lo menos dos valores de poder calorífico *en el caso de los combustibles que contienen hidrógeno*; el ***poder calorífico superior*** (en inglés, "higher heating value"), $q_h$, cuando se condensa el $H_2O$ formado del combustible, y el ***poder calorífico inferior*** (en inglés, "lower heating value"), $q_l$, cuando el combustible se quema de modo que el $H_2O$ no se condensa. (Ver más detalles en el Capítulo 13). Como las pruebas se realizan a veces *a volumen constante*, y en ocasiones *a presión constante*, esto proporciona otros dos valores de calor de combustión.

En los motores reales, los gases de escape están muy calientes y el vapor no se acerca al punto de condensación. Debido a lo anterior, sería injusto cargar al motor el poder calorífico superior; de ahí que lo normal sea hacer uso del *poder calorífico inferior a presión constante* cuando se calcula la eficiencia térmica de motores de combustión interna. (Anteriormente se acostumbraba emplear el poder calorífico superior para ese mismo objeto al calcular la eficiencia térmica de motores de combustión interna. Con tantas alternativas, es muy conveniente especificar la clase utilizada de poder calorífico.)

## A.9 EFICIENCIAS TERMICAS EN TERMINOS DEL CONSUMO DE COMBUSTIBLE

El símbolo $m_f$ se utiliza aquí para designar la masa del combustible ($f$ = *fuel*) empleado. Sus unidades se definen por el contexto, y a veces se expresa como $m_f$ unidades de masa de combustible por unidades de masa o volumen de aire, o bien, en relación con la unidad de trabajo; cuando se refiere a la unidad de tiempo se llama ***consumo de combustible,*** $\dot{m}_f$ y se expresa, por ejemplo, en kg/h, lb/h, etc. Cuando el consumo de combustible se refiere a una unidad de potencia, por ejemplo, el cv, el hp o el kW, las unidades de la cantidad resultante son kg/cv·h, lb/hp·h, kg/kW·h, etc., y generalmente se denomina *consumo específico de combustible* (c. e. comb.). En algunas ocasiones debemos usar por conveniencia el símbolo $r_{f/a}$ para destacar que se considera una relación de combustible a aire.

El *consumo específico de calor* (c. e. cal.) de un motor al que se suministra un combustible dado suele expresarse como

**(e)** c. e. cal. (kcal/cv·h) = c. e. comb. (kg/cv·h) × p. caloríf. (kcal/kg)

**(f)** c. e. cal. (kcal/kW·h) = c. e. comb. (kg/kW·h) × p. caloríf. (kcal/kg)

**(g)** c. e. cal. (Btu/hp·h) = c. e. comb. (lb/hp·h) × p. caloríf. (Btu/lb)

**(h)** c. e. cal. (Btu/kW·h) = c. e. comb. (lb/kW·h) × p. caloríf. (Btu/lb)

El consumo específico de calor es la energía que se carga a esos motores considerando la unidad apropiada de trabajo de salida. Como 1 cv·h = 632 kcal, 1 hp·h = 2 544 Btu, y 1 kW·h = 860 kcal = 3 412 Btu; la eficiencia térmica se expresa en general por

**(A-5)** $$\text{efic. térm.} = \frac{K_0}{\text{c. e. cal.}}$$

donde $K_0$ vale 632, 860, 2 544, 3 412, según que c. e. cal. esté en kcal/cv·h, kcal/kW·h, Btu/hp·h, Btu/kW·h, respectivamente. Asimismo, se obtendrán los valores interior, exterior o combinado de la eficiencia según que se utilicen los valores respectivos del c. e. cal. En una prueba de régimen permanente, la instrumentación puede ser tal que el consumo específico de combustible y la potencia efectiva de salida se pueda observar en cualquier instante, caso en el cual una variante de la fórmula anterior sería útil. En el caso de la potencia de salida de un generador en kW y un c. e. cal. en kg/kW·h, tenemos, por ejemplo,

**(i)** $$ek = \frac{860}{\text{c. e. cal. (kcal/kW·h)}}$$

## A.10 EFICIENCIAS MOTRICES (O DE MAQUINA)

La eficiencia motriz $\eta$ se define como sigue:

**(A-6)** $$\eta = \frac{W'}{W} = \frac{\text{trabajo real del sistema}}{\text{trabajo del sistema ideal correspondiente}}$$

Considerando los tres valores de trabajo $W_I$, $W_E$ y $W_K$, se obtienen tres valores de eficiencia motriz. Así se tienen la ***eficiencia motriz exterior*** $\eta_E$, la ***eficiencia motriz interior*** $\eta_I$, y la ***eficiencia motriz combinada*** $\eta_K$:

**(j)** $$\eta_I = \frac{W_I}{W} \qquad \eta_E = \frac{W_E}{W} \qquad \eta_K = \frac{W_K}{W}$$

donde el trabajo ideal $W$ se expresa en las mismas unidades que el trabajo del numerador, y se calcula para el sistema ideal correspondiente, a definir para cada motor. Como la eficiencia motriz a menudo se puede hallar con precisión a partir de experiencias anteriores con cierta clase de motor, es un importante factor de diseño en la determinación del tamaño de un motor real que ha de desarrollar una potencia especificada.

## A.11 EFICIENCIA MECANICA

La eficiencia mecánica $\eta_m$ es un índice de las pérdidas mecánicas en una máquina. En el caso de un generador eléctrico, figura A/1, incluye las pérdidas internas:

**(A-7)** $$\eta_m = \frac{W_K}{W_E}$$ [GENERADOR ELECTRICO]

En el caso de una máquina de movimiento alternativo de cualquier tipo que desarrolla trabajo,

**(A-8)** $$\eta_m = \frac{W_E}{W_I}$$ [MOTOR RECIPROCANTE]

Ver en la § 14.11 la $\eta_m$ de un compresor. Los valores de trabajo que acabamos de describir pueden expresarse en cualquier unidad conveniente, o bien, en términos de números proporcionales a los valores $W$, pero recuerde que la eficiencia motriz es una relación adimensional. La diferencia $W_I - W_E$ representa las pérdidas debidas a la fricción mecánica en las partes en movimiento de una máquina; expresada en función de la potencia se denomina ***potencia de fricción*** $P_F$; se tiene así que $P_F = (1 - \eta_m)P_I$. La eficiencia mecánica *no es un índice fijo característico de una máquina*, sino que depende de las condiciones de

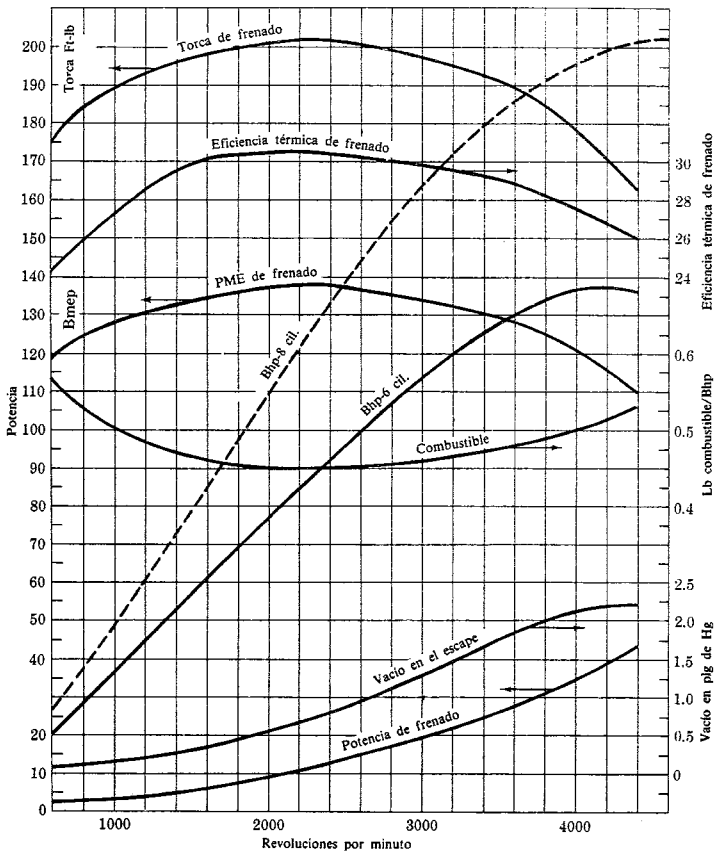



**Fig. A/8** *Gráficas de funcionamiento típicas. Motor de automóvil.* Curvas trazadas con base en datos proporcionados por cortesía de Ford Motor Company. Las de línea llena son para un motor de 6 cilindros, 3.625 × 3.6 plg, $r_k = 8$, $V_D = 223$ plg$^3$. La prueba se realiza con el *acelerador totalmente abierto*. La curva de la potencia de fricción se obtiene impulsando el motor con el dinamómetro eléctrico y observando el consumo de potencia. La eficiencia térmica se basa en el poder calorífico inferior (18 500 Btu/lb de combustible). La curva de la potencia (en hp) de un motor de 8 cilindros se incluye para su comparación.

funcionamiento, particularmente de la potencia de salida, la velocidad y la lubricación. En los motores reciprocantes, el trabajo de compresión también se incluye como una pérdida.

## A.12 GRAFICAS DE FUNCIONAMIENTO TIPICAS. MOTOR DE AUTOMOVIL

Las gráficas de funcionamiento que se muestran en la figura A/8 son características de la mayor parte de los motores de automóviles y resumen la mayoría de los temas que hemos expresado en este apéndice. El pie de esta figura debe leerse con atención, ya que tiene mucha información importante relacionada con el motor en prueba.

# APENDICE B
# Propiedades termodinámicas de las sustancias

NOTA. En el texto principal del libro se incluyen también datos de propiedades en:


| | | *Pág.* |
|---|---|---|
| **Tabla I.** | Calores específicos variables a baja presión | 53 |
| **Tabla II.** | Agua comprimida | 70 |
| **Tabla III.** | Entropía absoluta de algunos gases | 152 |
| **Tabla VII.** | Conductividades térmicas | 521 |
| **Tabla VIII.** | Conductancias y transmitancias | 522 |
| **Tabla IX.** | Factores de configuración | 537 |
| **Tabla X.** | Emisividades normales | 541 |
| **Fig. 12/8** | Presiones y temperaturas de vapores saturados | 330 |
| **§11.7** | Se presentan diversos valores de compresibilidad | 282 |


## TABLAS Y DIAGRAMAS


| | | *Pág.* |
|---|---|---|
| **B 1** | Calores específicos y constantes de los gases a baja presión | 583 |
| **B 2** | Propiedades del aire a bajas presiones (para 1 lb) | 584 |
| **B 3** | Dióxido de carbono a bajas presiones (por lbmol) | 585 |
| **B 4** | Monóxido de carbono a bajas presiones (por lbmol) | 586 |
| **B 5** | Hidrógeno a bajas presiones (por lbmol) | 587 |
| **B 6** | Nitrógeno a bajas presiones (por lbmol) | 588 |
| **B 7** | Oxígeno a bajas presiones (por lbmol) | 589 |
| **B 8** | Vapor de agua a bajas presiones (por lbmol) | 592 |
| **B 9** | Productos de combustión — 400% aire estequiométrico (por lbmol) | 590 |
| **B 10** | Productos de combustión — 200% aire estequiométrico (por lbmol) | 591 |
| **B 11** | Entalpia y función de Gibbs de formación; entropía absoluta | 593 |
| **B 12** | Entalpia de reacción (poder calorífico) de combustibles | 594 |
| **B 13** | Propiedades de vapor saturado ($H_2O$) — Temperaturas | 595 |
| **B 14** | Propiedades de vapor saturado ($H_2O$) — Presiones | 598 |
| **B 15** | Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$) | 599 |
| **B 16** | Diagramas de Mollier para el vapor (A: unidades inglesas; B: unidades SI) | 607 |
| **B 17** | Diagrama psicrométrico para mezclas de aire y vapor de agua | 610 |
| **B 18** | Propiedades críticas y constantes de van der Waals | 611 |
| **B 19** | Factores de compresibilidad $Z$, bajas presiones | 612 |
| **B 20** | Factores de compresibilidad $Z$, presiones intermedias | 613 |
| **B 21** | Factores de compresibilidad $Z$, altas presiones | 614 |
| **B 22** | Desviación de entalpia, $p_R \leqq 1$ ($Z_C = 0.27$) | 615 |
| **B 23** | Desviación de entalpia, $p_R > 1$ ($Z_C = 0.27$) | 616 |
| **B 24** | Desviación de entalpia, $p_R \leqq 1$ ($Z_C = 0.27$) | 617 |
| **B 25** | Desviación de entalpia, $p_R > 1$ ($Z_C = 0.27$) | 618 |

**B 26** Diagrama temperatura-entropía para el aire (cortesía de NBS, a partir de datos de Michels, Wassenaar y Wolkers; (Claitor y Crawford) 619
**B 27** Diagrama temperatura-entropía para oxígeno (cortesía de NBS; por Richard B. Stewart, tesis doctoral, Universidad de Iowa) 620
**B 28** Diagrama temperatura-entropía para hidrógeno (cortesía de NBS) 621
**B 29** Diagrama temperatura-entropía para nitrógeno (cortesía de NBS; atribuido a T.B. Strobridge, NBS TN 129; R.D. McCarty, L. J. Ericks) 622
**B 30** Diagrama temperatura-entropía para helio (cortesía de NBS; atribuido a D.B. Mann, NBS TN 154; R.D. McCarty, L.J. Ericks) 623
**B 31** Valores de $\log_{10} k_p$ para ciertas reacciones de gases 625
**B 32** Diagrama presión-entalpia para dióxido de carbono 624
**B 33** Diagrama presión-entalpia para amoniaco (cortesía de ASHRAE) 626
**B 34** Diagrama entalpia-entropía para el mercurio (cortesía de General Electric Company) 627
**B 35** Diagrama presión-entalpia para el freón 12 (diclorodifluorometano) (cortesía de Freon Products Div., E. I. du Pont y Co., Inc., *copyright* 1967) 628
**B 36** Diagrama presión-entalpia para el dióxido de azufre (cortesía de Shell Development Co.) 629
**B 37** Diagrama para el coeficiente de fugacidad generalizado (cortesía de John Wiley & Sons, Inc.) 630
**B 38** Equivalencias de unidades — Constantes básicas 631

## B 1 Calores específicos y constantes de gases a baja presión

Para cada sustancia, la constante específica de gas se calculó a partir de $R$ = 1 545.32/M pie·lbf/lb·°R y se da también su conversión a unidades SI. Valores instantáneos de $C_p$ a la temperatura normal de 25°C (o bien 77°F) se obtuvieron de la información publicada, y de dichos valores se determinaron los demás, como sigue: $c_p = C_p/M$, $C_v = C_p - \bar{R}$, $\bar{R}$ = 1.986 Btu/lbmol·°R, $k = C_p/C_v$, $c_v = c_p - R$.

NOTAS. Un cierto número de valores ha sido actualizado, principalmente con datos de JANAF[0.22], pero en la mayoría de los casos la variación no tiene importancia técnicamente: (a) Valores a 37.8°C (o bien, 100°F) tomados de *Gas Tables* de Keenan y Kaye. (b) El calor específico de todos los gases monoatómicos se considera $C$ = 4.97 Btu/lbmol·°R. (c) Valores tomados de Rossini y cols.[0.1, 0.2]. (d) Valores provenientes de McBride y cols. [0.23]. (e) De JANAF[0.22].

Todas las masas moleculares se basaron en el valor de 32 para el $O_2$, pero no difieren mucho de los obtenidos con base en 12 para el $C_{12}$.

Los valores de $c_p$, $c_v$ en kcal/kg·K son iguales a los expresados en Btu/lb·°R; asimismo, el valor de $M$ en kg/kgmol es igual al expresado en lb/lbmol.

| Gas | | $M$ kg/kgmol | $c_p$ kcal/kg·K | $c_v$ kcal/kg·K | $c_p$ kJ/kg·K | $c_v$ kJ/kg·K | $K = c_p/c_v$ | $R$ lbf·pie/lb·°R | $R$ J/kg·K |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Argón (A) | (b) | 39.95 | 0.1244 | 0.0747 | 0.5215 | 0.3132 | 1.666 | 38.68 | 208.17 |
| Helio (He) | (b) | 4.003 | 1.241 | 0.745 | 5.2028 | 3.1233 | 1.666 | 386.04 | 2077.67 |
| Mercurio (Hg) | (b) | 200.61 | 0.0248 | 0.0148 | 0.1039 | 0.0624 | 1.666 | 7.703 | 41.45 |
| Neón (Ne) | (b) | 20.183 | 0.246 | 0.1476 | 1.0313 | 0.6188 | 1.666 | 76.57 | 412.10 |
| Xenón (Xe) | (b) | 131.30 | 0.0378 | 0.0227 | 0.1585 | 0.0952 | 1.666 | 11.77 | 63.34 |
| Aire | (a) | 28.970 | 0.24 | 0.1714 | 1.0062 | 0.7186 | 1.4 | 53.342 | 287.08 |
| Monóxido de carbono (CO) | | 28.01 | 0.2487 | 0.1778 | 1,0426 | 0.7454 | 1.399 | 55.170 | 296.92 |
| Cloro ($Cl_2$) | | 70.914 | 0.1144 | 0.0864 | 0.4796 | 0.3622 | 1.324 | 21.791 | 117.28 |
| Flúor ($F_2$) | (d) | 38.00 | 0.197 | 0.1447 | 0.8259 | 0.6066 | 1.36 | 40.67 | 218.88 |
| Hidrógeno ($H_2$) | | 2.016 | 3.419 | 2.434 | 14.3338 | 10.2043 | 1.40 | 766.54 | 4125.52 |
| Hidroxilo (OH) | (e) | 17.008 | 0.421 | 0.3031 | 1.7650 | 1.2708 | 1.383 | 90.858 | 488.99 |
| Oxido nítrico (NO) | | 30.008 | 0.2378 | 0.1716 | 0.9969 | 0.7194 | 1.386 | 51.497 | 277.15 |
| Nitrógeno ($N_2$) | | 28.016 | 0.2484 | 0.1775 | 1.0414 | 0.7442 | 1.399 | 55.158 | 296.86 |
| Oxígeno ($O_2$) | (e) | 32 | 0.2194 | 0.1573 | 0.9198 | 0.6595 | 1.395 | 48.291 | 259.90 |
| Dióxido de carbono ($CO_2$) | | 44.010 | 0.2016 | 0.1565 | 0.8452 | 0.6561 | 1.288 | 35.11 | 188.96 |
| Sulfuro de hidrógeno ($H_2S$) | (e) | 34.086 | 0.2397 | 0.1799 | 1.0049 | 0.7542 | 1.321 | 45.33 | 243.96 |
| Dióxido de nitrógeno ($NO_2$) | (e) | 46.008 | 0.1921 | 0.1489 | 0.8054 | 0.6242 | 1.29 | 33.59 | 180.78 |
| Oxido nitroso ($N_2O$) | (e) | 44.016 | 0.2097 | 0.1646 | 0.8791 | 0.6901 | 1.274 | 35.11 | 188.96 |
| Ozono ($O_3$) | (e) | 48 | 0.1954 | 0.154 | 0.8192 | 0.6456 | 1.269 | 32.194 | 173.27 |
| Dióxido de azufre ($SO_2$) | (e) | 64.07 | 0.1487 | 0.1177 | 0.6234 | 0.4934 | 1.263 | 24.12 | 129.81 |
| Vapor de agua ($H_2O$) | (a) | 18.016 | 0.4454 | 0.3352 | 1.8673 | 1.4053 | 1.329 | 85.77 | 461.61 |
| Acetileno ($C_2H_2$) | (e) | 26.036 | 0.4048 | 0.3285 | 1.6971 | 1.3772 | 1.232 | 59.35 | 319.42 |
| Amoniaco ($NH_3$) | (e) | 17.032 | 0.499 | 0.382 | 2.0920 | 1.6015 | 1.304 | 90.73 | 488.31 |
| *n*-Butano ($C_4H_{10}$) | | 58.120 | 0.4007 | 0.3665 | 1.6799 | 1.5365 | 1.093 | 26.59 | 143.11 |
| Cianógeno ($C_2N_2$) | (e) | 52.038 | 0.261 | 0.2228 | 1.0942 | 0.9341 | 1.172 | 29.7 | 159.84 |
| Etano ($C_2H_6$) | | 30.068 | 0.4186 | 0.3526 | 1.7549 | 1.4782 | 1.187 | 51.39 | 276.58 |
| Etileno ($C_2H_4$) | (e) | 28.052 | 0.3654 | 0.2946 | 1.5319 | 1.2351 | 1.240 | 55.09 | 296.49 |
| Hidrazina ($N_2H_4$) | (e) | 32.048 | 0.393 | 0.33 | 1.6476 | 1.3834 | 1.195 | 48.22 | 259.52 |
| Peróxido de hidrógeno ($C_2H_2$) | (e) | 34.016 | 0.303 | 0.2446 | 1.2703 | 1.0225 | 1.239 | 45.43 | 244.50 |
| Metano ($CH_4$) | (e) | 16.043 | 0.5099 | 0.3861 | 2.1377 | 1.6187 | 1.321 | 96.33 | 518.45 |
| Metanol ($CH_4O$) | (c) | 32.042 | 0.336 | 0.274 | 1.4086 | 1.1487 | 1.226 | 48.23 | 259.57 |
| *n*-Octano ($C_8H_{18}$) | | 114.224 | 0.3952 | 0.3778 | 1.6568 | 1.5839 | 1.046 | 13.53 | 72.82 |
| Propano ($C_3H_8$) | | 44.094 | 0.3985 | 0.3535 | 1.6707 | 1.4820 | 1.127 | 35.05 | 188.64 |

## B 2 Propiedades del aire a bajas presiones (para 1 lb)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| T°R | h Btu/lb | $p_r$ | u Btu/lb | $v_r$ | $\phi$ Btu/lb-°R |
|---|---|---|---|---|---|
| 360 | 85.97 | 0.3363 | 61.29 | 396.6 | 0.50369 |
| 380 | 90.75 | 0.4061 | 64.70 | 346.6 | 0.51663 |
| 400 | 95.53 | 0.4858 | 68.11 | 305.0 | 0.52890 |
| 420 | 100.32 | 0.5760 | 71.52 | 270.1 | 0.54058 |
| 440 | 105.11 | 0.6776 | 74.93 | 240.6 | 0.55172 |
| 460 | 109.90 | 0.7913 | 78.36 | 215.33 | 0.56235 |
| 480 | 114.69 | 0.9182 | 81.77 | 193.65 | 0.57255 |
| 500 | 119.48 | 1.0590 | 85.20 | 174.90 | 0.58233 |
| 520 | 124.27 | 1.2147 | 88.62 | 158.58 | 0.59173 |
| 537 | 128.10 | 1.3593 | 91.53 | 146.34 | 0.59945 |
| 540 | 129.06 | 1.3860 | 92.04 | 144.32 | 0.60078 |
| 560 | 133.86 | 1.5742 | 95.47 | 131.78 | 0.60950 |
| 580 | 138.66 | 1.7800 | 98.90 | 120.70 | 0.61793 |
| 600 | 143.47 | 2.005 | 102.34 | 110.88 | 0.62607 |
| 620 | 148.28 | 2.249 | 105.78 | 102.12 | 0.63395 |
| 640 | 153.09 | 2.514 | 109.21 | 94.30 | 0.64159 |
| 660 | 157.92 | 2.801 | 112.67 | 87.27 | 0.64902 |
| 680 | 162.73 | 3.111 | 116.12 | 80.96 | 0.65621 |
| 700 | 167.56 | 3.446 | 119.58 | 75.25 | 0.66321 |
| 720 | 172.39 | 3.806 | 123.04 | 70.07 | 0.67002 |
| 740 | 177.23 | 4.193 | 126.51 | 65.38 | 0.67665 |
| 760 | 182.08 | 4.607 | 129.99 | 61.10 | 0.68312 |
| 780 | 186.94 | 5.051 | 133.47 | 57.20 | 0.68942 |
| 800 | 191.81 | 5.526 | 136.97 | 53.63 | 0.69558 |
| 820 | 196.69 | 6.032 | 140.47 | 50.35 | 0.70160 |
| 840 | 201.56 | 6.573 | 143.98 | 47.34 | 0.70747 |
| 860 | 206.46 | 7.149 | 147.50 | 44.57 | 0.71323 |
| 880 | 211.35 | 7.761 | 151.02 | 42.01 | 0.71886 |
| 900 | 216.26 | 8.411 | 154.57 | 39.64 | 0.72438 |
| 920 | 221.18 | 9.102 | 158.12 | 37.44 | 0.72979 |
| 940 | 226.11 | 9.834 | 161.68 | 35.41 | 0.73509 |
| 960 | 231.06 | 10.610 | 165.26 | 33.52 | 0.74030 |
| 980 | 236.02 | 11.430 | 168.83 | 31.76 | 0.74540 |
| 1000 | 240.98 | 12.298 | 172.43 | 30.12 | 0.75042 |
| 1020 | 245.97 | 13.215 | 176.04 | 28.59 | 0.75536 |
| 1040 | 250.95 | 14.182 | 179.66 | 27.17 | 0.76019 |
| 1060 | 255.96 | 15.203 | 183.29 | 25.82 | 0.76496 |
| 1080 | 260.97 | 16.278 | 186.93 | 24.58 | 0.76964 |
| 1100 | 265.99 | 17.413 | 190.58 | 23.40 | 0.77426 |
| 1120 | 271.03 | 18.604 | 194.25 | 22.30 | 0.77880 |
| 1140 | 276.08 | 19.858 | 197.94 | 21.27 | 0.78326 |
| 1160 | 281.14 | 21.18 | 201.63 | 20.293 | 0.78767 |
| 1180 | 286.21 | 22.56 | 205.33 | 19.377 | 0.79201 |
| 1200 | 291.30 | 24.01 | 209.05 | 18.514 | 0.79628 |
| 1220 | 296.41 | 25.53 | 212.78 | 17.700 | 0.80050 |
| 1240 | 301.52 | 27.13 | 216.53 | 16.932 | 0.80466 |
| 1260 | 306.65 | 28.80 | 220.28 | 16.205 | 0.80876 |
| 1280 | 311.79 | 30.55 | 244.05 | 15.518 | 0.81280 |
| 1300 | 316.94 | 32.39 | 227.83 | 14.868 | 0.81680 |
| 1320 | 322.11 | 34.31 | 231.63 | 14.253 | 0.82075 |
| 1340 | 327.29 | 36.31 | 235.43 | 13.670 | 0.82464 |
| 1360 | 332.48 | 38.41 | 239.25 | 13.118 | 0.82848 |
| 1380 | 337.68 | 40.59 | 243.08 | 12.593 | 0.83229 |
| 1400 | 342.90 | 42.88 | 246.93 | 12.095 | 0.83604 |
| 1420 | 348.14 | 45.26 | 250.79 | 11.622 | 0.83975 |
| 1440 | 353.37 | 47.75 | 254.66 | 11.172 | 0.84341 |
| 1460 | 358.63 | 50.34 | 258.54 | 10.743 | 0.84704 |
| 1480 | 363.89 | 53.04 | 262.44 | 10.336 | 0.85062 |
| 1500 | 369.17 | 55.86 | 266.34 | 9.948 | 0.85416 |
| 1520 | 374.47 | 58.78 | 270.26 | 9.578 | 0.85767 |
| 1540 | 379.77 | 61.83 | 274.20 | 9.226 | 0.86113 |
| 1560 | 385.08 | 65.00 | 278.13 | 8.890 | 0.86456 |
| 1580 | 390.40 | 68.30 | 282.09 | 8.569 | 0.86794 |
| 1600 | 395.74 | 71.73 | 286.06 | 8.263 | 0.87130 |
| 1620 | 401.09 | 75.29 | 290.04 | 7.971 | 0.87462 |
| 1640 | 406.45 | 78.99 | 294.03 | 7.691 | 0.87791 |
| 1660 | 411.82 | 82.83 | 298.02 | 7.424 | 0.88116 |
| 1680 | 417.20 | 86.82 | 302.04 | 7.168 | 0.88439 |
| 1700 | 422.59 | 90.95 | 306.06 | 6.924 | 0.88758 |
| 1720 | 428.00 | 95.24 | 310.09 | 6.690 | 0.89074 |
| 1740 | 433.41 | 99.69 | 314.13 | 6.465 | 0.89387 |
| 1760 | 438.83 | 104.30 | 318.18 | 6.251 | 0.89697 |
| 1780 | 444.26 | 109.08 | 322.24 | 6.045 | 0.90003 |
| 1800 | 449.71 | 114.03 | 326.32 | 5.847 | 0.90308 |
| 1820 | 455.17 | 119.16 | 330.40 | 5.658 | 0.90609 |
| 1840 | 460.63 | 124.47 | 334.50 | 5.476 | 0.90908 |
| 1860 | 466.12 | 129.95 | 338.61 | 5.302 | 0.91203 |
| 1880 | 471.60 | 135.64 | 342.73 | 5.134 | 0.91497 |
| 1900 | 477.09 | 141.51 | 346.85 | 4.974 | 0.91788 |
| 1920 | 482.60 | 147.59 | 350.98 | 4.819 | 0.92076 |
| 1940 | 488.12 | 153.87 | 355.12 | 4.670 | 0.92362 |
| 1960 | 493.64 | 160.37 | 359.28 | 4.527 | 0.92645 |
| 1980 | 499.17 | 167.07 | 363.43 | 4.390 | 0.92926 |
| 2000 | 504.71 | 174.00 | 367.61 | 4.258 | 0.93205 |
| 2020 | 510.26 | 181.16 | 371.79 | 4.130 | 0.93481 |
| 2040 | 515.82 | 188.54 | 375.98 | 4.008 | 0.93756 |
| 2060 | 521.39 | 196.16 | 380.18 | 3.890 | 0.94026 |
| 2080 | 526.97 | 204.02 | 384.39 | 3.777 | 0.94296 |
| 2100 | 532.55 | 212.1 | 388.60 | 3.667 | 0.94564 |
| 2150 | 546.54 | 233.5 | 399.17 | 3.410 | 0.95222 |
| 2200 | 560.59 | 256.6 | 409.78 | 3.176 | 0.95868 |
| 2250 | 574.69 | 281.4 | 420.46 | 2.961 | 0.96501 |
| 2300 | 588.82 | 308.1 | 431.16 | 2.765 | 0.97123 |
| 2350 | 603.00 | 336.8 | 441.91 | 2.585 | 0.97732 |
| 2400 | 617.22 | 367.6 | 452.70 | 2.419 | 0.98331 |
| 2450 | 631.48 | 400.5 | 463.54 | 2.266 | 0.98919 |
| 2500 | 645.78 | 435.7 | 474.40 | 2.125 | 0.99497 |
| 2550 | 660.12 | 473.3 | 485.31 | 1.9956 | 1.00064 |
| 2600 | 674.49 | 513.5 | 496.26 | 1.8756 | 1.00623 |
| 2650 | 688.90 | 556.3 | 507.25 | 1.7646 | 1.01172 |
| 2700 | 703.35 | 601.9 | 518.26 | 1.6617 | 1.01712 |
| 2750 | 717.83 | 650.4 | 529.31 | 1.5662 | 1.02244 |
| 2800 | 732.33 | 702.0 | 540.40 | 1.4775 | 1.02767 |
| 2850 | 746.88 | 756.7 | 551.52 | 1.3951 | 1.03282 |
| 2900 | 761.45 | 814.8 | 562.66 | 1.3184 | 1.03788 |
| 2950 | 776.05 | 876.4 | 573.84 | 1.2469 | 1.04288 |
| 3000 | 790.68 | 941.4 | 585.04 | 1.1803 | 1.04779 |
| 3500 | 938.40 | 1829.3 | 698.48 | 0.7087 | 1.09332 |
| 4000 | 1088.26 | 3280 | 814.06 | 0.4518 | 1.13334 |
| 4500 | 1239.86 | 5521 | 931.39 | 0.3019 | 1.16905 |
| 5000 | 1392.87 | 8837 | 1050.12 | 0.20959 | 1.20129 |
| 6000 | 1702.29 | 20120 | 1291.00 | 0.11047 | 1.25769 |
| 6500 | 1858.44 | 28974 | 1412.87 | 0.08310 | 1.28268 |

## B 3 Dióxido de carbono a bajas presiones (por lbmol)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ | $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 300 | 2108.2 | 0.013705 | 1512.4 | 234900 | 46.353 | 1380 | 13101.0 | 21.33 | 10360.5 | 694.3 | 60.949 |
| 320 | 2256.6 | 0.017440 | 1621.1 | 196920 | 46.832 | 1400 | 13344.7 | 23.30 | 10564.5 | 644.8 | 61.124 |
| 340 | 2407.3 | 0.02196 | 1732.1 | 166170 | 47.289 | 1420 | 13589.1 | 25.43 | 10769.2 | 599.3 | 61.298 |
| 360 | 2560.5 | 0.02738 | 1845.6 | 141090 | 47.728 | 1440 | 13834.5 | 27.72 | 10974.8 | 557.5 | 61.469 |
| 380 | 2716.4 | 0.03385 | 1961.8 | 120480 | 48.148 | 1460 | 14080.8 | 30.19 | 11181.4 | 518.9 | 61.639 |
| 400 | 2874.7 | 0.04153 | 2080.4 | 103360 | 48.555 | 1480 | 14328.0 | 32.86 | 11388.9 | 483.2 | 61.808 |
| 420 | 3035.7 | 0.05062 | 2201.7 | 89050 | 48.947 | 1500 | 14576.0 | 35.74 | 11597.2 | 450.4 | 61.974 |
| 440 | 3199.4 | 0.06131 | 2325.6 | 77000 | 49.329 | 1520 | 14824.9 | 38.83 | 11806.4 | 420.0 | 62.138 |
| 460 | 3365.7 | 0.07386 | 2452.2 | 66830 | 49.698 | 1540 | 15074.7 | 42.16 | 12016.5 | 392.0 | 62.302 |
| 480 | 3534.7 | 0.08852 | 2581.5 | 58190 | 50.058 | 1560 | 15325.3 | 45.74 | 12227.3 | 365.9 | 62.464 |
| 500 | 3706.2 | 0.10560 | 2713.3 | 50820 | 50.408 | 1580 | 15576.7 | 49.58 | 12439.0 | 342.0 | 62.624 |
| 520 | 3880.3 | 0.12541 | 2847.7 | 44500 | 50.750 | 1600 | 15829.0 | 53.70 | 12651.6 | 319 7 | 62.783 |
| 537 | 4030.2 | 0.14471 | 2963.8 | 39838 | 51.032 | 1620 | 16081.9 | 58.13 | 12864.8 | 299.0 | 62.939 |
| 540 | 4056.8 | 0.14833 | 2984.4 | 39070 | 51.082 | 1640 | 16335.7 | 62.87 | 13078.9 | 279.9 | 63.095 |
| 560 | 4235.8 | 0.17474 | 3123.7 | 34390 | 51.408 | 1660 | 16590.2 | 67.95 | 13293.7 | 262.2 | 63.250 |
| 580 | 4417.2 | 0.2051 | 3265.4 | 30340 | 51.726 | 1680 | 16845.5 | 73.39 | 13509.2 | 245.6 | 63.403 |
| 600 | 4600.9 | 0.2399 | 3409.4 | 26840 | 52.038 | 1700 | 17101.4 | 79.20 | 13725.4 | 230.3 | 63.555 |
| 620 | 4786.8 | 0.2797 | 3555.6 | 23780 | 52.343 | 1800 | 18391.5 | 114.84 | 14816.9 | 168.21 | 64.292 |
| 640 | 4974.9 | 0.3252 | 3704.0 | 21120 | 52.641 | 1900 | 19697.8 | 163.89 | 15924.7 | 124 41 | 64.999 |
| 660 | 5165.2 | 0.3769 | 3854.6 | 18796 | 52.934 | 2000 | 21018.7 | 230.5 | 17046.9 | 93.08 | 65.676 |
| 680 | 5357.6 | 0.4355 | 4007.2 | 16756 | 53.225 | 2100 | 22352.7 | 320.0 | 18182.4 | 70.42 | 66.327 |
| 700 | 5552.0 | 0.5019 | 4161.9 | 14968 | 53.503 | 2200 | 23699.0 | 438.7 | 19330.1 | 53.82 | 66.953 |
| 720 | 5748.4 | 0.5769 | 4318.6 | 13393 | 53.780 | 2300 | 25056.3 | 594.5 | 20488.8 | 41.52 | 67.557 |
| 740 | 5946.8 | 0.6615 | 4477.3 | 12004 | 54.051 | 2400 | 26424.0 | 797.0 | 21657.9 | 32.32 | 68.139 |
| 760 | 6147.0 | 0.7568 | 4637.9 | 10777 | 54.319 | 2500 | 27801.2 | 1057.9 | 22836.5 | 25.36 | 68.702 |
| 780 | 6349.1 | 0.8637 | 4800.1 | 9692 | 54.582 | 2600 | 29187.1 | 1391.2 | 24023.8 | 20.06 | 69.245 |
| 800 | 6552.9 | 0.9837 | 4964.2 | 8729 | 54.839 | 2700 | 30581.2 | 1813.1 | 25219.4 | 15.981 | 69.771 |
| 820 | 6758.3 | 1.1177 | 5129.9 | 7875 | 55.093 | 2800 | 31982.8 | 2344 | 26422.4 | 12.820 | 70.282 |
| 840 | 6965.7 | 1.2677 | 5297.6 | 7112 | 55.343 | 2900 | 33391.5 | 3007 | 27632.5 | 10.351 | 70.776 |
| 860 | 7174.7 | 1.4347 | 5466.9 | 6433 | 55.589 | 3000 | 34806.6 | 3828 | 28849.0 | 8.410 | 71.255 |
| 880 | 7385.3 | 1.6206 | 5637.7 | 5827 | 55.831 | 3100 | 36227.9 | 4841 | 30071.7 | 6.871 | 71.722 |
| 900 | 7597.6 | 1.8276 | 5810.3 | 5285 | 56.070 | 3200 | 37654.7 | 6082 | 31299.9 | 5.646 | 72.175 |
| 920 | 7811.4 | 2.057 | 5984.4 | 4799 | 56.305 | 3300 | 39086.7 | 7593 | 32533.3 | 4.664 | 72.616 |
| 940 | 8026.8 | 2.311 | 6160.1 | 4363 | 56.536 | 3400 | 40523.6 | 9425 | 33771.6 | 3.872 | 73.045 |
| 960 | 8243.8 | 2.594 | 6337.4 | 3972 | 56.765 | 3500 | 41965.2 | 11633 | 35014.7 | 3.229 | 73.462 |
| 980 | 8462.2 | 2.905 | 6516.1 | 3620 | 56.990 | 3600 | 43411.0 | 14282 | 36261.9 | 2.705 | 73.870 |
| 1000 | 8682.1 | 3.249 | 6696.2 | 3303 | 57.212 | 3700 | 44860.6 | 17445 | 37512.9 | 2.276 | 74.267 |
| 1020 | 8903.4 | 3.628 | 6877.8 | 3017 | 57.432 | 3800 | 46314.0 | 21200 | 38767.7 | 1.9229 | 74.655 |
| 1040 | 9126.2 | 4.046 | 7060.9 | 2759 | 57.647 | 3900 | 47771.0 | 25660 | 40026.1 | 1.6311 | 75.033 |
| 1060 | 9350.3 | 4.505 | 7245.3 | 2525 | 57.861 | 4000 | 49231.4 | 30910 | 41287.9 | 1.3887 | 75.404 |
| 1080 | 9575.8 | 5.010 | 7431.1 | 2313 | 58.072 | 4100 | 50695.1 | 37080 | 42553.0 | 1.1865 | 75.765 |
| 1100 | 9802.6 | 5.563 | 7618.1 | 2122 | 58.281 | 4200 | 52162.0 | 44310 | 43821.4 | 1.0172 | 76.119 |
| 1120 | 10030.6 | 6.170 | 7806.4 | 1948.0 | 58.485 | 4300 | 53632.1 | 52740 | 45092.9 | 0.8749 | 76.464 |
| 1140 | 10260.1 | 6.834 | 7996.2 | 1790.1 | 58.689 | 4400 | 55105.1 | 62550 | 46367.3 | 0.7548 | 76.803 |
| 1160 | 10490.6 | 7.560 | 8187.0 | 1646.5 | 58.889 | 4500 | 56581.0 | 73930 | 47644.6 | 0.6533 | 77.135 |
| 1180 | 10722.3 | 8.353 | 8379.0 | 1515.9 | 59.088 | 4600 | 58059.7 | 87080 | 48924.7 | 0.5669 | 77.460 |
| 1200 | 10955.3 | 9.219 | 8572.3 | 1396.8 | 59.283 | 4700 | 59541.1 | 102250 | 50207.5 | 0.4933 | 77.779 |
| 1220 | 11189.4 | 10.163 | 8766.6 | 1288.2 | 59.477 | 4800 | 61024.9 | 119640 | 51492.7 | 0.4305 | 78.091 |
| 1240 | 11424.6 | 11.188 | 8962.1 | 1189.1 | 59.668 | 4900 | 62511.3 | 139640 | 52780.5 | 0.3766 | 78.398 |
| 1260 | 11661.0 | 12.307 | 9158.8 | 1098.6 | 59.858 | 5000 | 64000.0 | 162480 | 54070.6 | 0.3303 | 78.698 |
| 1280 | 11898.4 | 13.525 | 9356.5 | 1015.6 | 60.044 | 5100 | 65490.9 | 188530 | 55363.0 | 0.2904 | 78.994 |
| 1300 | 12136.9 | 14.846 | 9555.3 | 939.9 | 60.229 | 5200 | 66984.0 | 218100 | 56657.5 | 0.2558 | 79.284 |
| 1320 | 12376.4 | 16.273 | 9755.0 | 870.4 | 60.412 | 5300 | 68479.1 | 251800 | 57954.0 | 0.2258 | 79.569 |
| 1340 | 12617.0 | 17.828 | 9955.9 | 806.7 | 60.593 | 5380 | 69676.5 | 281900 | 58992.5 | 0.2048 | 79.793 |
| 1360 | 12858.5 | 19.509 | 10157.7 | 748.1 | 60.772 | | | | | | |

## B 4 Monóxido de carbono a bajas presiones (por lbmol)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ | $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 300 | 2081.9 | 0.2834 | 1486.1 | 11357 | 43.223 | 1380 | 9796.6 | 65.12 | 7056.1 | 227.3 | 54.021 |
| 320 | 2220.9 | 0.3553 | 1585.4 | 9666 | 43.672 | 1400 | 9948.1 | 68.80 | 7167.9 | 218.4 | 54.129 |
| 340 | 2359.9 | 0.4393 | 1684.7 | 8305 | 44.093 | 1420 | 10100.0 | 72.64 | 7280.1 | 209.8 | 54.237 |
| 360 | 2498.8 | 0.5366 | 1783.9 | 7200 | 44.490 | 1440 | 10252.2 | 76.64 | 7392.6 | 201.6 | 54.344 |
| 380 | 2637.9 | 0.6484 | 1883.3 | 6290 | 44.866 | 1460 | 10404.8 | 80.81 | 7505.4 | 193.89 | 54.448 |
| 400 | 2776.9 | 0.7760 | 1982.6 | 5532 | 45.223 | 1480 | 10557.8 | 85.16 | 7618.7 | 186.48 | 54.552 |
| 420 | 2916.0 | 0.9205 | 2081.9 | 4897 | 45.563 | 1500 | 10711.1 | 89.69 | 7732.3 | 179.48 | 54.655 |
| 440 | 3055.0 | 1.0833 | 2181.2 | 4359 | 45.886 | 1520 | 10864.9 | 94.41 | 7846.4 | 172.78 | 54.757 |
| 460 | 3194.0 | 1.2657 | 2280.5 | 3900 | 46.194 | 1540 | 11019.0 | 99.32 | 7960.8 | 166.40 | 54.858 |
| 480 | 3333.0 | 1.4692 | 2379.8 | 3506 | 46.491 | 1560 | 11173.4 | 104.44 | 8075.4 | 160.30 | 54.958 |
| 500 | 3472.1 | 1.6950 | 2479.2 | 3166 | 46.775 | 1580 | 11328.2 | 109.76 | 8190.5 | 154.47 | 55.056 |
| 520 | 3611.2 | 1.9440 | 2578.6 | 2869 | 47.048 | 1600 | 11483.4 | 115.28 | 8306.0 | 148.92 | 55.154 |
| 537 | 3729.5 | 2.177 | 2663.1 | 2648 | 47.272 | 1620 | 11638.9 | 121.03 | 8421.8 | 143.66 | 55.251 |
| 540 | 3750.3 | 2.220 | 2677.9 | 2611 | 47.310 | 1640 | 11794.7 | 127.00 | 8537.9 | 138.57 | 55.347 |
| 560 | 3889.5 | 2.521 | 2777.4 | 2384 | 47.563 | 1660 | 11950.9 | 133.20 | 8654.4 | 133.72 | 55.441 |
| 580 | 4028.7 | 2.851 | 2876.9 | 2183 | 47.807 | 1680 | 12107.5 | 139.64 | 8771.2 | 129.12 | 55.535 |
| 600 | 4168.0 | 3.211 | 2976.5 | 2005 | 48.044 | 1700 | 12264.3 | 146.33 | 8888.3 | 124.68 | 55.628 |
| 620 | 4307.4 | 3.603 | 3076.2 | 1846.5 | 48.272 | 1800 | 13053.2 | 183.64 | 9478.6 | 105.19 | 56.078 |
| 640 | 4446.9 | 4.028 | 3175.9 | 1704.8 | 48.494 | 1900 | 13849.8 | 228.1 | 10076.6 | 89.38 | 56.509 |
| 660 | 4586.5 | 4.488 | 3275.8 | 1577.9 | 48.709 | 2000 | 14653.2 | 280.7 | 10681.5 | 76.45 | 56.922 |
| 680 | 4726.2 | 4.986 | 3375.8 | 1463.6 | 48.917 | 2100 | 15463.3 | 342.6 | 11293.0 | 65.78 | 57.317 |
| 700 | 4866.0 | 5.521 | 3475.9 | 1360.7 | 49.120 | 2200 | 16279.4 | 414.7 | 11910.5 | 56.92 | 57.696 |
| 720 | 5006.1 | 6.098 | 3576.3 | 1267.1 | 49.317 | 2300 | 17101.0 | 498.5 | 12533.5 | 49.51 | 58.062 |
| 740 | 5146.4 | 6.717 | 3676.9 | 1181.9 | 49.509 | 2400 | 17927.4 | 595.1 | 13161.3 | 43.28 | 58.414 |
| 760 | 5286.8 | 7.382 | 3777.5 | 1104.8 | 49.697 | 2500 | 18758.8 | 706.1 | 13794.1 | 38.00 | 58.754 |
| 780 | 5427.4 | 8.094 | 3878.4 | 1034.2 | 49.880 | 2600 | 19594.3 | 832.8 | 14431.0 | 33.50 | 59.081 |
| 800 | 5568.2 | 8.854 | 3979.5 | 969.6 | 50.058 | 2700 | 20434.0 | 976.9 | 15072.2 | 29.66 | 59.398 |
| 820 | 5709.4 | 9.666 | 4081.0 | 910.4 | 50.232 | 2800 | 21277.2 | 1140.1 | 15716.8 | 26.35 | 59.705 |
| 840 | 5850.7 | 10.532 | 4182.6 | 855.9 | 50.402 | 2900 | 22123.8 | 1324.0 | 16364.8 | 23.50 | 60.002 |
| 860 | 5992 3 | 11.453 | 4284.5 | 805.8 | 50.569 | 3000 | 22973.4 | 1530.8 | 17015.8 | 21.03 | 60.290 |
| 880 | 6134.2 | 12.434 | 4386.6 | 759.5 | 50.732 | 3100 | 23826.0 | 1762.1 | 17669.8 | 18.878 | 60.569 |
| 900 | 6276.4 | 13.476 | 4489.1 | 716.7 | 50.892 | 3200 | 24681.2 | 2020 | 18326.4 | 16.994 | 60.841 |
| 920 | 6419.0 | 14.582 | 4592.0 | 677.0 | 51.048 | 3300 | 25539.0 | 2308 | 18985.6 | 15.344 | 61.105 |
| 940 | 6561.7 | 15.755 | 4695.0 | 640.3 | 51.202 | 3400 | 26399.3 | 2626 | 19647.3 | 13.895 | 61.362 |
| 960 | 6704.9 | 16.998 | 4798.5 | 606.1 | 51.353 | 3500 | 27261.8 | 2979 | 20311.2 | 12.608 | 61.612 |
| 980 | 6848.4 | 18.312 | 4902.3 | 574.3 | 51.501 | 3600 | 28126.6 | 3368 | 20977.5 | 11.469 | 61.855 |
| 1000 | 6992.2 | 19.700 | 5006.3 | 544.7 | 51.646 | 3700 | 28993.5 | 3796 | 21645.8 | 10.460 | 62.093 |
| 1020 | 7136.4 | 21.17 | 5110.8 | 517.0 | 51.788 | 3800 | 29862.3 | 4266 | 22316.0 | 9.560 | 62.325 |
| 1040 | 7281.0 | 22.72 | 5215.7 | 491.2 | 51.929 | 3900 | 30732.9 | 4780 | 22988.0 | 8.756 | 62.551 |
| 1060 | 7425.9 | 24.36 | 5320.9 | 467.0 | 52.067 | 4000 | 31605.2 | 5343 | 23661.7 | 8.035 | 62.772 |
| 1080 | 7571.1 | 26.08 | 5426.4 | 444.4 | 52.203 | 4100 | 32479.1 | 5956 | 24337.0 | 7.387 | 62.988 |
| 1100 | 7716.8 | 27.90 | 5532.3 | 423.2 | 52.337 | 4200 | 33354.4 | 6623 | 25013.8 | 6.804 | 63.198 |
| 1120 | 7862.9 | 29.81 | 5638.7 | 403.2 | 52.468 | 4300 | 34231.2 | 7349 | 25692.0 | 6.279 | 63.405 |
| 1140 | 8009.2 | 31.82 | 5745.4 | 384.5 | 52.598 | 4400 | 35109.2 | 8136 | 26371.4 | 5.804 | 63.607 |
| 1160 | 8156.1 | 33.93 | 5852.5 | 366.9 | 52.726 | 4500 | 35988.6 | 8987 | 27052.2 | 5.374 | 63.805 |
| 1180 | 8303.3 | 36.15 | 5960.0 | 350.2 | 52.852 | 4600 | 36869.3 | 9907 | 27734.3 | 4.983 | 63.998 |
| 1200 | 8450.8 | 38.48 | 6067.8 | 334.6 | 52.976 | 4700 | 37751.0 | 10900 | 28417.4 | 4.627 | 64.188 |
| 1220 | 8598.8 | 40.93 | 6176.0 | 319.9 | 53.098 | 4800 | 38633.9 | 11970 | 29101.7 | 4.303 | 64.374 |
| 1240 | 8747.2 | 43.49 | 6284.7 | 306.0 | 53.218 | 4900 | 39517.8 | 13121 | 29787.0 | 4.008 | 64.556 |
| 1260 | 8896.0 | 46.18 | 6393.8 | 292.8 | 53.337 | 5000 | 40402.7 | 14357 | 30473.4 | 3.737 | 64.735 |
| 1280 | 9045.0 | 48.99 | 6503.1 | 280.4 | 53.455 | 5100 | 41288.6 | 15683 | 31160.7 | 3.490 | 64.910 |
| 1300 | 9194.6 | 51.93 | 6613.0 | 268.6 | 53.571 | 5200 | 42175.5 | 17104 | 31849.0 | 3.263 | 65.082 |
| 1320 | 9344.6 | 55.02 | 6723.2 | 257.4 | 53.685 | 5300 | 43063.2 | 18625 | 32538.1 | 3.054 | 65.252 |
| 1340 | 9494.8 | 58.24 | 6833.7 | 246.9 | 53.799 | 5380 | 43774.1 | 19914 | 33090.1 | 2.899 | 65.385 |
| 1360 | 9645.5 | 61.61 | 6944.7 | 236.9 | 53.910 | | | | | | |

## B 5 Hidrógeno a bajas presiones (por lbmol)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ | $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 300 | 2063.5 | 0.9517 | 1467.7 | 3383 | 27.337 | 1380 | 9532.6 | 183.04 | 6792.1 | 80.90 | 37.781 |
| 320 | 2189.4 | 1.1678 | 1553.9 | 2940 | 27.742 | 1400 | 9673.8 | 192.66 | 6893.6 | 77.98 | 37.883 |
| 340 | 2317.2 | 1.4195 | 1642.0 | 2570 | 28.130 | 1420 | 9815.1 | 202.6 | 6995.2 | 75.21 | 37.983 |
| 360 | 2446.8 | 1.7104 | 1731.9 | 2259 | 28.501 | 1440 | 9956.5 | 213.0 | 7096.8 | 72.57 | 38.083 |
| 380 | 2577.8 | 2.044 | 1823.2 | 1994.6 | 28.856 | 1460 | 10098.0 | 223.7 | 7198.7 | 70.05 | 38.181 |
| 400 | 2710.2 | 2.426 | 1915.8 | 1769.7 | 29.195 | 1480 | 10239.7 | 234.8 | 7300.6 | 67.64 | 38.277 |
| 420 | 2843.7 | 2.858 | 2009.6 | 1577.2 | 29.520 | 1500 | 10381.5 | 246.3 | 7402.7 | 65.33 | 38.372 |
| 440 | 2978.1 | 3.345 | 2104.3 | 1411.5 | 29.833 | 1520 | 10523.4 | 258.3 | 7504.9 | 63.15 | 38.466 |
| 460 | 3113.5 | 3.892 | 2200.0 | 1268.2 | 30.133 | 1540 | 10665.5 | 270.6 | 7607.3 | 61.06 | 38.559 |
| 480 | 3249.4 | 4.503 | 2296.2 | 1143.9 | 30.424 | 1560 | 10807.6 | 283.4 | 7709.6 | 59.06 | 38.651 |
| 500 | 3386.1 | 5.182 | 2393.2 | 1035.4 | 30.703 | 1580 | 10950.0 | 296.7 | 7812.3 | 57.14 | 38.740 |
| 520 | 3523.3 | 5.936 | 2490.6 | 940.1 | 30.972 | 1600 | 11092.5 | 310.4 | 7915.1 | 55.31 | 38.830 |
| 537 | 3640.3 | 6.633 | 2573.9 | 869.0 | 31.194 | 1620 | 11235.1 | 324.5 | 8018.0 | 53.57 | 38.919 |
| 540 | 3660.9 | 6.762 | 2588.5 | 857.0 | 31.232 | 1640 | 11378.0 | 339.2 | 8121.2 | 51.89 | 39.007 |
| 560 | 3798.8 | 7.673 | 2686.7 | 783.2 | 31.482 | 1660 | 11521.0 | 354.3 | 8224.5 | 50.28 | 39.093 |
| 580 | 3937.1 | 8.671 | 2785.3 | 717.9 | 31.724 | 1680 | 11664.1 | 370.0 | 8327.8 | 48.73 | 39.179 |
| 600 | 4075.6 | 9.758 | 2884.1 | 659.8 | 31.959 | 1700 | 11807.4 | 386.1 | 8431.4 | 47.26 | 39.264 |
| 620 | 4214.3 | 10.942 | 2983.1 | 608.0 | 32.187 | 1800 | 12526.8 | 474.9 | 8952.2 | 40.68 | 39.675 |
| 640 | 4353.1 | 12.228 | 3082.1 | 561.7 | 32.407 | 1900 | 13250.9 | 578.5 | 9477.8 | 35.25 | 40.067 |
| 660 | 4492.1 | 13.617 | 3181.4 | 520.0 | 32.621 | 2000 | 13980.1 | 698.2 | 10008.4 | 30.73 | 40.441 |
| 680 | 4631.1 | 15.116 | 3280.7 | 482.7 | 32.829 | 2100 | 14714.5 | 836.3 | 10544.2 | 26.94 | 40.799 |
| 700 | 4770.2 | 16.733 | 3380.1 | 448.9 | 33.031 | 2200 | 15454.4 | 994.7 | 11085.5 | 23.74 | 41.143 |
| 720 | 4909.5 | 18.469 | 3479.6 | 418.4 | 33.226 | 2300 | 16199.8 | 1175.2 | 11632.3 | 21.00 | 41.475 |
| 740 | 5048.8 | 20.33 | 3579.2 | 390.6 | 33.417 | 2400 | 16950.6 | 1380.6 | 12184.5 | 18.656 | 41.794 |
| 760 | 5188.1 | 22.33 | 3678.8 | 365.3 | 33.603 | 2500 | 17707.3 | 1613.0 | 12742.6 | 16.633 | 42.104 |
| 780 | 5327.6 | 24.46 | 3778.6 | 342.2 | 33.784 | 2600 | 18469.7 | 1875.0 | 13306.4 | 14.881 | 42.403 |
| 800 | 5467.1 | 26.73 | 3878.4 | 321.1 | 33.961 | 2700 | 19237.8 | 2170 | 13876.0 | 13.353 | 42.692 |
| 820 | 5606.7 | 29.16 | 3978.3 | 301.8 | 34.134 | 2800 | 20011.8 | 2500 | 14451.4 | 12.019 | 42.973 |
| 840 | 5746.3 | 31.74 | 4078.2 | 284.0 | 34.302 | 2900 | 20791.5 | 2870 | 15032.5 | 10.845 | 43.247 |
| 860 | 5885.9 | 34.47 | 4178.0 | 267.7 | 34.466 | 3000 | 21576.9 | 3281 | 15619.3 | 9.811 | 43.514 |
| 880 | 6025.6 | 37.38 | 4278.0 | 252.7 | 34.627 | 3100 | 22367.7 | 3739 | 16211.5 | 8.897 | 43.773 |
| 900 | 6165.3 | 40.45 | 4378.0 | 238.8 | 34.784 | 3200 | 23164.1 | 4247 | 16809.3 | 8.087 | 44.026 |
| 920 | 6305.1 | 43.70 | 4478.1 | 225.9 | 34.938 | 3300 | 23965.5 | 4808 | 17412.1 | 7.365 | 44.273 |
| 940 | 6444.9 | 47.14 | 4578.1 | 214.0 | 35.087 | 3400 | 24771.9 | 5428 | 18019.9 | 6.722 | 44.513 |
| 960 | 6584.7 | 50.77 | 4678.3 | 202.9 | 35.235 | 3500 | 25582.9 | 6111 | 18632.4 | 6.148 | 44.748 |
| 980 | 6724.6 | 54.59 | 4778.4 | 192.64 | 35.379 | 3600 | 26398.5 | 6860 | 19249.4 | 5.633 | 44.978 |
| 1000 | 6864.5 | 58.62 | 4878.6 | 183.06 | 35.520 | 3700 | 27218.5 | 7682 | 19870.8 | 5.170 | 45.203 |
| 1020 | 7004.4 | 62.87 | 4978.8 | 174.09 | 35.659 | 3800 | 28042.8 | 8582 | 20496.5 | 4.753 | 45.423 |
| 1040 | 7144.4 | 67.32 | 5079.1 | 165.78 | 35.795 | 3900 | 28871.1 | 9562 | 21126.2 | 4.377 | 45.638 |
| 1060 | 7284.4 | 71.99 | 5179.4 | 158.02 | 35.928 | 4000 | 29703.5 | 10632 | 21760.0 | 4.037 | 45.849 |
| 1080 | 7424.5 | 76.90 | 5279.8 | 150.72 | 36.059 | 4100 | 30539.8 | 11799 | 22397.7 | 3.729 | 46.056 |
| 1100 | 7564.6 | 82.02 | 5380.1 | 143.89 | 36.188 | 4200 | 31379.8 | 13066 | 23039.2 | 3.449 | 46.257 |
| 1120 | 7704.7 | 87.42 | 5480.6 | 137.51 | 36.314 | 4300 | 32223.5 | 14438 | 23684.3 | 3.196 | 46.456 |
| 1140 | 7844.9 | 93.05 | 5581.0 | 131.47 | 36.438 | 4400 | 33070.9 | 15926 | 24333.1 | 2.965 | 46.651 |
| 1160 | 7985.2 | 98.95 | 5681.6 | 125.81 | 36.560 | 4500 | 33921.6 | 17537 | 24985.2 | 2.754 | 46.842 |
| 1180 | 8125.5 | 105.11 | 5782.2 | 120.46 | 36.681 | 4600 | 34775.7 | 19275 | 25640.7 | 2.561 | 47.030 |
| 1200 | 8265.8 | 111.54 | 5882.8 | 115.44 | 36.798 | 4700 | 35633.0 | 21150 | 26299.4 | 2.384 | 47.215 |
| 1220 | 8406.2 | 118.26 | 5983.4 | 110.71 | 36.913 | 4800 | 36493.4 | 23170 | 26961.2 | 2.223 | 47.396 |
| 1240 | 8546.7 | 125.25 | 6084.2 | 106.24 | 37.028 | 4900 | 37356.9 | 25340 | 27626.1 | 2.075 | 47.574 |
| 1260 | 8687.3 | 132.55 | 6185.1 | 102.00 | 37.140 | 5000 | 38223.3 | 27680 | 28294.0 | 1.9383 | 47.749 |
| 1280 | 8828.0 | 140.16 | 6286.1 | 98.00 | 37.251 | 5100 | 39092.8 | 30190 | 28964.9 | 1.8130 | 47.921 |
| 1300 | 8968.7 | 148.07 | 6387.1 | 94.21 | 37.360 | 5200 | 39965.1 | 32870 | 29638.6 | 1.6973 | 48.090 |
| 1320 | 9109.5 | 156.31 | 6488.2 | 90.62 | 37.468 | 5300 | 40840.2 | 35750 | 30315.1 | 1.5907 | 48.257 |
| 1340 | 9250.4 | 164.89 | 6589.4 | 87.20 | 37.574 | 5380 | 41542.1 | 38200 | 30858.1 | 1.5113 | 48.388 |
| 1360 | 9391.5 | 173.78 | 6690.7 | 83.97 | 37.678 | | | | | | |

## B 6 Nitrógeno a bajas presiones (por lbmol)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ | $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 300 | 2082.0 | 0.13130 | 1486.2 | 24520 | 41.695 | 1380 | 9747.5 | 29.45 | 7007.0 | 502.8 | 52.444 |
| 320 | 2221.0 | 0.16458 | 1585.5 | 20870 | 42.143 | 1400 | 9896.9 | 31.09 | 7116.7 | 483.2 | 52.551 |
| 340 | 2360.0 | 0.2035 | 1684.8 | 17931 | 42.564 | 1420 | 10046.6 | 32.80 | 7226.7 | 464.6 | 52.658 |
| 360 | 2498.9 | 0.2485 | 1784.0 | 15543 | 42.962 | 1440 | 10196.6 | 34.57 | 7337.0 | 446.9 | 52.763 |
| 380 | 2638.0 | 0.3003 | 1883.4 | 13579 | 43.337 | 1460 | 10347.0 | 36.43 | 7447.6 | 430.1 | 52.867 |
| 400 | 2777.0 | 0.3594 | 1982.6 | 11943 | 43.694 | 1480 | 10497.8 | 38.36 | 7558.7 | 414.1 | 52.969 |
| 420 | 2916.1 | 0.4263 | 2082.0 | 10572 | 44.034 | 1500 | 10648.9 | 40.38 | 7670.1 | 398.8 | 53.071 |
| 440 | 3055.1 | 0.5017 | 2181.3 | 9410 | 44.357 | 1520 | 10800.4 | 42.46 | 7781.9 | 384.1 | 53.171 |
| 460 | 3194.1 | 0.5862 | 2280.6 | 8420 | 44.665 | 1540 | 10952.2 | 44.64 | 7893.9 | 370.2 | 53.271 |
| 480 | 3333.1 | 0.6805 | 2379.9 | 7570 | 44.962 | 1560 | 11104.3 | 46.90 | 8006.4 | 356.9 | 53.369 |
| 500 | 3472.2 | 0.7852 | 2479.3 | 6835 | 45.246 | 1580 | 11256.9 | 49.25 | 8119.2 | 344.2 | 53.465 |
| 520 | 3611.3 | 0.9003 | 2578.6 | 6198 | 45.519 | 1600 | 11409.7 | 51.70 | 8232.3 | 332.1 | 53.561 |
| 537 | 3729.5 | 1.0083 | 2663.1 | 5717 | 45.743 | 1620 | 11562.8 | 54.23 | 8345.7 | 320.5 | 53.656 |
| 540 | 3750.3 | 1.0281 | 2678.0 | 5637 | 45.781 | 1640 | 11716.4 | 56.87 | 8459.6 | 309.5 | 53.751 |
| 560 | 3889.5 | 1.1676 | 2777.4 | 5147 | 46.034 | 1660 | 11870.2 | 59.60 | 8573.6 | 298.8 | 53.844 |
| 580 | 4028.7 | 1.3200 | 2876.9 | 4715 | 46.278 | 1680 | 12024.3 | 62.44 | 8688.1 | 288.8 | 53.936 |
| 600 | 4167.9 | 1.4868 | 2976.4 | 4331 | 46.514 | 1700 | 12178.9 | 65.38 | 8802.9 | 279.1 | 54.028 |
| 620 | 4307.1 | 1.6679 | 3075.9 | 3989 | 46.742 | 1720 | 12333.7 | 68.43 | 8918.0 | 269.7 | 54.118 |
| 640 | 4446.4 | 1.8645 | 3175.5 | 3684 | 46.964 | 1740 | 12488.8 | 71.59 | 9033.4 | 260.8 | 54.208 |
| 660 | 4585.8 | 2.077 | 3275.2 | 3410 | 47.178 | 1760 | 12644.3 | 74.87 | 9149.2 | 252.3 | 54.297 |
| 680 | 4725.3 | 2.307 | 3374.9 | 3163 | 47.386 | 1780 | 12800.2 | 78.26 | 9265.3 | 244.1 | 54.385 |
| 700 | 4864.9 | 2.554 | 3474.8 | 2941 | 47.588 | 1800 | 12956.3 | 81.77 | 9381.7 | 236.2 | 54.472 |
| 720 | 5004.5 | 2.820 | 3574.7 | 2740 | 47.785 | 1820 | 13112.7 | 85.41 | 9498.4 | 228.7 | 54.559 |
| 740 | 5144.3 | 3.106 | 3674.7 | 2557 | 47.977 | 1840 | 13269.5 | 89.17 | 9615.5 | 221.4 | 54.645 |
| 760 | 5284.1 | 3.411 | 3774.9 | 2391 | 48.164 | 1860 | 13426.5 | 93.07 | 9732.8 | 214.4 | 54.729 |
| 780 | 5424.2 | 3.738 | 3875.2 | 2239 | 48.345 | 1880 | 13583.9 | 97.11 | 9850.5 | 207.8 | 54.813 |
| 800 | 5564.4 | 4.088 | 3975.7 | 2100 | 48.522 | 1900 | 13741.6 | 101.29 | 9968.4 | 201.3 | 54.896 |
| 820 | 5704.7 | 4.461 | 4076.3 | 1972.8 | 48.696 | 1920 | 13899.5 | 105.58 | 10086.7 | 195.16 | 54.979 |
| 840 | 5845.3 | 4.858 | 4177.1 | 1855.6 | 48.865 | 1940 | 14057.8 | 110.02 | 10205.2 | 189.19 | 55.061 |
| 860 | 5985.9 | 5.281 | 4278.1 | 1747.8 | 49.031 | 1960 | 14216.4 | 114.61 | 10324.0 | 183.48 | 55.143 |
| 880 | 6126.9 | 5.729 | 4379.4 | 1648.3 | 49.193 | 1980 | 14375.2 | 119.37 | 10443.2 | 178.00 | 55.223 |
| 900 | 6268.1 | 6.206 | 4480.8 | 1556.4 | 49.352 | 2000 | 14534.4 | 124.28 | 10562.6 | 172.69 | 55.303 |
| 920 | 6409.6 | 6.711 | 4582.6 | 1471.2 | 49.507 | 2100 | 15334.0 | 151.27 | 11163.7 | 148.97 | 55.694 |
| 940 | 6551.2 | 7.246 | 4684.5 | 1392.2 | 49.659 | 2200 | 16139.8 | 182.70 | 11770.9 | 129.22 | 56.068 |
| 960 | 6693.1 | 7.812 | 4786.7 | 1318.7 | 49.808 | 2300 | 16951.2 | 219.1 | 12383.7 | 112.66 | 56.429 |
| 980 | 6835.4 | 8.410 | 4889.3 | 1250.4 | 49.955 | 2400 | 17767.9 | 261.0 | 13001.8 | 98.68 | 56.777 |
| 1000 | 6977.9 | 9.043 | 4992.0 | 1186.7 | 50.099 | 2500 | 18589.5 | 309.0 | 13624.9 | 86.82 | 57.112 |
| 1020 | 7120.7 | 9.712 | 5095.1 | 1127.2 | 50.241 | 2600 | 19415.8 | 363.8 | 14252.5 | 76.69 | 57.436 |
| 1040 | 7263.8 | 10.414 | 5198.5 | 1071.6 | 50.380 | 2700 | 20246.4 | 426.0 | 14884.5 | 68.02 | 57.750 |
| 1060 | 7407.2 | 11.155 | 5302.2 | 1019.8 | 50.516 | 2800 | 21081.1 | 496.4 | 15520.6 | 60.54 | 58.053 |
| 1080 | 7551.0 | 11.939 | 5406.2 | 971.0 | 50.651 | 2900 | 21919.5 | 575.6 | 16160.5 | 54.07 | 58.348 |
| 1100 | 7695.0 | 12.759 | 5510.5 | 925.2 | 50.783 | 3000 | 22761.5 | 664.6 | 16803.9 | 48.44 | 58.632 |
| 1120 | 7839.3 | 13.622 | 5615.2 | 882.4 | 50.912 | 3100 | 23606.8 | 764.0 | 17450.6 | 43.53 | 58.910 |
| 1140 | 7984.0 | 14.527 | 5720.1 | 842.1 | 51.040 | 3200 | 24455.0 | 875.3 | 18100.2 | 39.24 | 59.179 |
| 1160 | 8129.0 | 15.479 | 5825.4 | 804.1 | 51.167 | 3300 | 25306.0 | 998.5 | 18752.7 | 35.46 | 59.442 |
| 1180 | 8274.4 | 16.481 | 5931.0 | 768.4 | 51.291 | 3400 | 26159.7 | 1135.3 | 19407.7 | 32.14 | 59.697 |
| 1200 | 8420.0 | 17.530 | 6037.0 | 734.6 | 51.413 | 3500 | 27015.9 | 1286.5 | 20065.3 | 29.19 | 59.944 |
| 1220 | 8566.1 | 18.629 | 6143.4 | 702.8 | 51.534 | 3600 | 27874.4 | 1453.0 | 20725.3 | 26.59 | 60.186 |
| 1240 | 8712.6 | 19.774 | 6250.1 | 672.8 | 51.653 | 3700 | 28735.1 | 1636.4 | 21387.4 | 24.27 | 60.422 |
| 1260 | 8859.3 | 20.98 | 6357.2 | 644.5 | 51.771 | 3800 | 29597.9 | 1837.3 | 22051.6 | 22.19 | 60.562 |
| 1280 | 9006.4 | 22.24 | 6464.5 | 617.5 | 51.887 | 3900 | 30462.8 | 2057 | 22717.9 | 20.34 | 60.877 |
| 1300 | 9153.9 | 23.56 | 6572.3 | 592.0 | 52.001 | 4000 | 31329.4 | 2298 | 23386.0 | 18.681 | 61.097 |
| 1320 | 9301.8 | 24.94 | 6680.4 | 568.0 | 52.114 | 4500 | 35687.8 | 3853 | 26751.4 | 12.533 | 62.123 |
| 1340 | 9450.0 | 26.38 | 6788.9 | 545.1 | 52.225 | 5000 | 40079.8 | 6141 | 30150.5 | 8.738 | 63.049 |
| 1360 | 9598.6 | 27.88 | 6897.8 | 523.4 | 52.335 | 5300 | 42728.3 | 7956 | 32203.2 | 7.148 | 63.563 |
| | | | | | | 5380 | 43436.0 | 8504 | 32752.1 | 6.789 | 63.695 |

## B 7 Oxígeno a bajas presiones (por lbmol)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 300 | 2073.5 | 0.6684 | 1477.8 | 4816 | 44.927 |
| 320 | 2212.6 | 0.8379 | 1577.1 | 4099 | 45.375 |
| 340 | 2351.7 | 1.0360 | 1676.5 | 3522 | 45.797 |
| 360 | 2490.8 | 1.2658 | 1775.9 | 3052 | 46.195 |
| 380 | 2630.0 | 1.5295 | 1875.3 | 2666 | 46.571 |
| 400 | 2769.1 | 1.8305 | 1974.8 | 2345 | 46.927 |
| 420 | 2908.3 | 2.172 | 2074.3 | 2075 | 47.267 |
| 440 | 3047.5 | 2.556 | 2173.8 | 1847.1 | 47.591 |
| 460 | 3186.9 | 2.988 | 2273.4 | 1652.2 | 47.900 |
| 480 | 3326.5 | 3.470 | 2373.3 | 1484.7 | 48.198 |
| 500 | 3466.2 | 4.005 | 2473.2 | 1339.7 | 48.483 |
| 520 | 3606.1 | 4.598 | 2573.4 | 1213.8 | 48.757 |
| 537 | 3725.1 | 5.151 | 2658.7 | 1119.0 | 48.982 |
| 540 | 3746.2 | 5.253 | 2673.8 | 1103.2 | 49.021 |
| 560 | 3886.6 | 5.973 | 2774.5 | 1006.2 | 49.276 |
| 580 | 4027.3 | 6.764 | 2875.5 | 920.2 | 49.522 |
| 600 | 4168.3 | 7.629 | 2976.8 | 844.0 | 49.762 |
| 620 | 4309.7 | 8.572 | 3078.4 | 776.3 | 49.993 |
| 640 | 4451.4 | 9.600 | 3180.4 | 715.3 | 50.218 |
| 660 | 4593.5 | 10.718 | 3282.9 | 660.7 | 50.437 |
| 680 | 4736.2 | 11.930 | 3385.8 | 611.6 | 50.650 |
| 700 | 4879.3 | 13.244 | 3489.2 | 567.1 | 50.858 |
| 720 | 5022.9 | 14.662 | 3593.1 | 526.9 | 51.059 |
| 740 | 5167.0 | 16.194 | 3697.4 | 490.4 | 51.257 |
| 760 | 5311.4 | 17.843 | 3802.2 | 457.1 | 51.450 |
| 780 | 5456.4 | 19.619 | 3907.5 | 426.6 | 51.638 |
| 800 | 5602.0 | 21.53 | 4013.3 | 398.8 | 51.821 |
| 820 | 5748.1 | 23.57 | 4119.7 | 373.3 | 52.002 |
| 840 | 5894.8 | 25.77 | 4226.6 | 349.8 | 52.179 |
| 860 | 6041.9 | 28.11 | 4334.1 | 328.3 | 52.352 |
| 880 | 6189.6 | 30.62 | 4442.0 | 308.4 | 52.522 |
| 900 | 6337.9 | 33.30 | 4550.6 | 290.0 | 52.688 |
| 920 | 6486.7 | 36.16 | 4659.7 | 273.1 | 52.852 |
| 940 | 6636.1 | 39.20 | 4769.4 | 257.3 | 53.012 |
| 960 | 6786.0 | 42.44 | 4879.5 | 242.7 | 53.170 |
| 980 | 6936.4 | 45.89 | 4990.3 | 229.2 | 53.326 |
| 1000 | 7087.5 | 49.55 | 5101.6 | 216.6 | 53.477 |
| 1020 | 7238.9 | 53.44 | 5213.3 | 204.8 | 53.628 |
| 1040 | 7391.0 | 57.56 | 5325.7 | 193.86 | 53.775 |
| 1060 | 7543.6 | 61.94 | 5438.6 | 183.67 | 53.921 |
| 1080 | 7696.8 | 66.56 | 5552.1 | 174.14 | 54.064 |
| 1100 | 7850.4 | 71.46 | 5665.9 | 165.20 | 54.204 |
| 1120 | 8004.5 | 76.63 | 5780.3 | 156.85 | 54.343 |
| 1140 | 8159.1 | 82.09 | 5895.2 | 149.02 | 54.480 |
| 1160 | 8314.2 | 87.86 | 6010.6 | 141.68 | 54.614 |
| 1180 | 8469.8 | 93.94 | 6126.5 | 134.79 | 54.748 |
| 1200 | 8625.8 | 100.36 | 6242.8 | 128.32 | 54.879 |
| 1220 | 8782.4 | 107.10 | 6359.6 | 122.23 | 55.008 |
| 1240 | 8939.4 | 114.19 | 6476.9 | 116.52 | 55.136 |
| 1260 | 9096.7 | 121.68 | 6594.5 | 111.11 | 55.262 |
| 1280 | 9254.6 | 129.55 | 6712.7 | 106.04 | 55.386 |
| 1300 | 9412.9 | 137.80 | 6831.3 | 101.25 | 55.508 |
| 1320 | 9571.6 | 146.46 | 6950.2 | 96.71 | 55.630 |
| 1340 | 9730.7 | 155.54 | 7069.6 | 92.44 | 55.750 |
| 1360 | 9890.2 | 165.07 | 7189.4 | 88.40 | 55.867 |
| 1380 | 10050.1 | 175.08 | 7309.6 | 84.58 | 55.984 |
| 1400 | 10210.4 | 185.54 | 7430.1 | 80.98 | 56.099 |
| 1420 | 10371.0 | 196.50 | 7551.1 | 77.56 | 56.213 |
| 1440 | 10532.0 | 208.0 | 7672.4 | 74.32 | 56.326 |
| 1460 | 10693.3 | 219.9 | 7793.9 | 71.25 | 56.437 |
| 1480 | 10855.1 | 232.5 | 7916.0 | 68.32 | 56.547 |
| 1500 | 11017.1 | 245.5 | 8038.3 | 65.56 | 56.656 |
| 1520 | 11179.6 | 259.2 | 8161.1 | 62.94 | 56.763 |
| 1540 | 11342.4 | 273.4 | 8284.2 | 60.43 | 56.869 |
| 1560 | 11505.4 | 288.3 | 8407.4 | 58.04 | 56.975 |
| 1580 | 11668.8 | 303.8 | 8531.1 | 55.80 | 57.079 |
| 1600 | 11832.5 | 320.0 | 8655.1 | 53.65 | 57.182 |
| 1620 | 11996.6 | 336.9 | 8779.5 | 51.61 | 57.284 |
| 1640 | 12160.9 | 354.4 | 8904.1 | 49.65 | 57.385 |
| 1660 | 12325.5 | 372.6 | 9029.0 | 47.81 | 57.484 |
| 1680 | 12490.4 | 391.6 | 9154.1 | 46.03 | 57.582 |
| 1700 | 12655.6 | 411.4 | 9279.6 | 44.34 | 57.680 |
| 1720 | 12821.1 | 431.9 | 9405.4 | 42.73 | 57.777 |
| 1740 | 12986.9 | 453.3 | 9531.5 | 41.19 | 57.873 |
| 1760 | 13153.0 | 475.5 | 9657.9 | 39.72 | 57.968 |
| 1780 | 13319.2 | 498.5 | 9784.4 | 38.32 | 58.062 |
| 1800 | 13485.8 | 522.4 | 9911.2 | 36.98 | 58.155 |
| 1820 | 13652.5 | 547.2 | 10038.2 | 35.69 | 58.247 |
| 1840 | 13819.6 | 572.9 | 10165.6 | 34.46 | 58.339 |
| 1860 | 13986.8 | 599.5 | 10293.1 | 33.29 | 58.428 |
| 1880 | 14154.4 | 627.2 | 10421.0 | 32.16 | 58.518 |
| 1900 | 14322.1 | 656.0 | 10549.0 | 31.08 | 58.607 |
| 1920 | 14490.1 | 685.6 | 10677.2 | 30.05 | 58.695 |
| 1940 | 14658.2 | 716.4 | 10805.6 | 29.06 | 58.782 |
| 1960 | 14826.6 | 748.2 | 10934.3 | 28.11 | 58.868 |
| 1980 | 14995.2 | 781.1 | 11063.2 | 27.20 | 58.954 |
| 2000 | 15164.0 | 815.1 | 11192.3 | 26.33 | 59.039 |
| 2100 | 16010.9 | 1003.8 | 11840.6 | 22.45 | 59.451 |
| 2200 | 16862.6 | 1225.2 | 12493.7 | 19.269 | 59.848 |
| 2300 | 17718.8 | 1483.9 | 13151.3 | 16.632 | 60.228 |
| 2400 | 18579.2 | 1784.4 | 13813.1 | 14.434 | 60.594 |
| 2500 | 19443.4 | 2131 | 14478.7 | 12.589 | 60.946 |
| 2600 | 20311.4 | 2530 | 15148.1 | 11.030 | 61.287 |
| 2700 | 21182.9 | 2985 | 15821.0 | 9.707 | 61.616 |
| 2800 | 22057.8 | 3504 | 16497.4 | 8.576 | 61.934 |
| 2900 | 22936.1 | 4092 | 17177.1 | 7.605 | 62.242 |
| 3000 | 23817.7 | 4756 | 17860.1 | 6.770 | 62.540 |
| 3100 | 24702.5 | 5503 | 18546.3 | 6.044 | 62.831 |
| 3200 | 25590.5 | 6344 | 19235.7 | 5.413 | 63.113 |
| 3300 | 26481.6 | 7282 | 19928.2 | 4.863 | 63.386 |
| 3400 | 27375.9 | 8330 | 20623.9 | 4.380 | 63.654 |
| 3500 | 28273.3 | 9495 | 21322.8 | 3.956 | 63.914 |
| 3600 | 29173.9 | 10788 | 22024.8 | 3.581 | 64.168 |
| 3700 | 30077.5 | 12221 | 22729.8 | 3.249 | 64.415 |
| 3800 | 30984.1 | 13802 | 23437.8 | 2.954 | 64.657 |
| 3900 | 31893.6 | 15545 | 24148.7 | 2.692 | 64.893 |
| 4000 | 32806.1 | 17463 | 24862.6 | 2.458 | 65.123 |
| 4100 | 33721.6 | 19569 | 25579.5 | 2.248 | 65.350 |
| 4200 | 34639.9 | 21870 | 26299.2 | 2.060 | 65.571 |
| 4300 | 35561.1 | 24400 | 27021.9 | 1.8916 | 65.788 |
| 4400 | 36485.0 | 27150 | 27747.2 | 1.7392 | 66.000 |
| 4500 | 37411.8 | 30150 | 28475.4 | 1.6016 | 66.208 |
| 4600 | 38341.4 | 33420 | 29206.4 | 1.4773 | 66.413 |
| 4700 | 39273.6 | 36960 | 29940.0 | 1.3643 | 66.613 |
| 4800 | 40208.6 | 40820 | 30676.4 | 1.2621 | 66.809 |
| 4900 | 41146.1 | 44990 | 31415.3 | 1.1689 | 67.003 |
| 5000 | 42086.3 | 49500 | 32157.0 | 1.0838 | 67.193 |
| 5100 | 43029.1 | 54380 | 32901.2 | 1.0064 | 67.380 |
| 5200 | 43974.3 | 59640 | 33647.9 | 0.9355 | 67.562 |
| 5300 | 44922.2 | 65320 | 34397.1 | 0.8708 | 67.743 |
| 5380 | 45682.1 | 70170 | 34998.1 | 0.8227 | 67.885 |

## B 8 Vapor de agua a bajas presiones (por lbmol)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ | $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\phi$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 300 | 2367.6 | 0.06975 | 1771.8 | 46150 | 40.439 | 1380 | 11441.4 | 39.68 | 8700.9 | 373.2 | 53.037 |
| 320 | 2526.8 | 0.09033 | 1891.3 | 38010 | 40.952 | 1400 | 11624.8 | 42.41 | 8844.6 | 354.3 | 53.168 |
| 340 | 2686.0 | 0.11515 | 2010.8 | 31690 | 41.435 | 1420 | 11808.8 | 45.29 | 8988.9 | 336.4 | 53.299 |
| 360 | 2845.1 | 0.14479 | 2130.2 | 26690 | 41.889 | 1440 | 11993.4 | 48.34 | 9133.8 | 319.7 | 53.428 |
| 380 | 3004.4 | 0.17982 | 2249.8 | 22680 | 42.320 | 1460 | 12178.8 | 51.55 | 9279.4 | 304.0 | 53.556 |
| 400 | 3163.8 | 0.2209 | 2369.4 | 19436 | 42.728 | 1480 | 12364.8 | 54.94 | 9425.7 | 289.1 | 53.682 |
| 420 | 3323.2 | 0.2686 | 2489.1 | 16780 | 43.117 | 1500 | 12551.4 | 58.53 | 9572.7 | 275.1 | 53.808 |
| 440 | 3482.7 | 0.3237 | 2608.9 | 14585 | 43.487 | 1520 | 12738.8 | 62.30 | 9720.3 | 261.8 | 53.932 |
| 460 | 3642.3 | 0.3870 | 2728.8 | 12756 | 43.841 | 1540 | 12926.8 | 66.28 | 9868.6 | 249.4 | 54.055 |
| 480 | 3802.0 | 0.4592 | 2848.8 | 11217 | 44.182 | 1560 | 13115.6 | 70.47 | 10017.6 | 237.6 | 54.177 |
| 500 | 3962.0 | 0.5412 | 2969.1 | 9914 | 44.508 | 1580 | 13305.0 | 74.90 | 10167.3 | 226.4 | 54.298 |
| 520 | 4122.0 | 0.6337 | 3089.4 | 8805 | 44.821 | 1600 | 13494.9 | 79.53 | 10317.6 | 215.9 | 54.418 |
| 537 | 4258.0 | 0.7217 | 3191.9 | 7987 | 45.079 | 1620 | 13685.7 | 84.43 | 10468.6 | 205.9 | 54.535 |
| 540 | 4282.4 | 0.7381 | 3210.0 | 7851 | 45.124 | 1640 | 13877.0 | 89.58 | 10620.2 | 196.47 | 54.653 |
| 560 | 4442.8 | 0.8548 | 3330.7 | 7029 | 45.415 | 1660 | 14069.2 | 94.99 | 10772.7 | 187.53 | 54.770 |
| 580 | 4603.7 | 0.9853 | 3451.9 | 6317 | 45.696 | 1680 | 14261.9 | 100.69 | 10925.6 | 179.04 | 54.886 |
| 600 | 4764.7 | 1.1305 | 3573.2 | 5696 | 45.970 | 1700 | 14455.4 | 106.67 | 11079.4 | 171.03 | 54.999 |
| 620 | 4926.1 | 1.2914 | 3694.9 | 5153 | 46.235 | 1720 | 14649.5 | 112.93 | 11233.8 | 163.45 | 55.113 |
| 640 | 5087.8 | 1.4696 | 3816.8 | 4672 | 46.492 | 1740 | 14844.3 | 119.54 | 11388.9 | 156.20 | 55.226 |
| 660 | 5250.0 | 1.6662 | 3939.3 | 4250 | 46.741 | 1760 | 15039.8 | 126.45 | 11544.7 | 149.36 | 55.339 |
| 680 | 5412.5 | 1.8825 | 4062.1 | 3876 | 46.984 | 1780 | 15236.1 | 133.73 | 11701.2 | 142.83 | 55.449 |
| 700 | 5575.4 | 2.120 | 4185.3 | 3543 | 47.219 | 1800 | 15433.0 | 141.35 | 11858.4 | 136.66 | 55.559 |
| 720 | 5738.8 | 2.380 | 4309.0 | 3246 | 47.450 | 1820 | 15630.6 | 149.33 | 12016.3 | 130.78 | 55.668 |
| 740 | 5902.6 | 2.665 | 4433.1 | 2979 | 47.673 | 1840 | 15828.7 | 157.71 | 12174.7 | 125.20 | 55.777 |
| 760 | 6066.9 | 2.976 | 4557.6 | 2741 | 47.893 | 1860 | 16027.6 | 166.51 | 12333.9 | 119.89 | 55.884 |
| 780 | 6231.7 | 3.314 | 4682.7 | 2526 | 48.106 | 1880 | 16227.2 | 175.72 | 12493.8 | 114.83 | 55.991 |
| 800 | 6396.9 | 3.683 | 4808.2 | 2331 | 48.316 | 1900 | 16427.5 | 185.36 | 12654.4 | 110.01 | 56.097 |
| 820 | 6562.6 | 4.082 | 4934.2 | 2156 | 48.520 | 1920 | 16628.5 | 195.43 | 12815.6 | 105.43 | 56.203 |
| 840 | 6728.9 | 4.515 | 5060.8 | 1996.3 | 48.721 | 1940 | 16830.0 | 206.0 | 12977.4 | 101.06 | 56.307 |
| 860 | 6895.6 | 4.984 | 5187.8 | 1851.7 | 48.916 | 1960 | 17032.4 | 217.1 | 13140.1 | 96 89 | 56.411 |
| 880 | 7062.9 | 5.491 | 5315.3 | 1719.8 | 49.109 | 1980 | 17235.3 | 228.6 | 13303.3 | 92.93 | 56.514 |
| 900 | 7230.9 | 6.038 | 5443.6 | 1599.4 | 49.298 | 2000 | 17439.0 | 240.8 | 13467.3 | 89.15 | 56.617 |
| 920 | 7399.4 | 6.627 | 5572.4 | 1489.6 | 49.483 | 2100 | 18466.9 | 310.0 | 14296.6 | 72.69 | 57.119 |
| 940 | 7568.4 | 7.263 | 5701.7 | 1389.0 | 49.665 | 2200 | 19510.8 | 396.0 | 15141.9 | 59.61 | 57.605 |
| 960 | 7738.0 | 7.945 | 5831.6 | 1296.6 | 49.843 | 2300 | 20570.6 | 502.2 | 16003 1 | 49.15 | 58.077 |
| 980 | 7908.2 | 8.680 | 5962.0 | 1211.6 | 50.019 | 2400 | 21645.7 | 632.4 | 16879.6 | 40.73 | 58.535 |
| 1000 | 8078.9 | 9.469 | 6093.0 | 1133.3 | 50.191 | 2500 | 22735.4 | 791.5 | 17770.7 | 33.89 | 58.980 |
| 1020 | 8250.4 | 10.313 | 6224.8 | 1061.4 | 50.360 | 2600 | 23839.5 | 984.8 | 18676.2 | 28.33 | 59.414 |
| 1040 | 8422.4 | 11.219 | 6357.1 | 994.8 | 50.528 | 2700 | 24957.2 | 1218.4 | 19595.4 | 23.78 | 59.837 |
| 1060 | 8595.0 | 12.187 | 6490.0 | 933.4 | 50.693 | 2800 | 26088.0 | 1499.4 | 20527.6 | 20.04 | 60.248 |
| 1080 | 8768.2 | 13.220 | 6623.5 | 876.7 | 50.854 | 2900 | 27231.2 | 1835.6 | 21472.2 | 16.953 | 60.650 |
| 1100 | 8942.0 | 14.327 | 6757.5 | 823.8 | 51.013 | 3000 | 28386.3 | 2237 | 22428.7 | 14.394 | 61.043 |
| 1120 | 9116.4 | 15.507 | 6892.2 | 775.1 | 51.171 | 3100 | 29552.8 | 2713 | 23396.6 | 12.263 | 61.426 |
| 1140 | 9291.4 | 16.766 | 7027.5 | 729.6 | 51.325 | 3200 | 30730.2 | 3276 | 24375.4 | 10.481 | 61.801 |
| 1160 | 9467.1 | 18.106 | 7163.5 | 687.6 | 51.478 | 3300 | 31918.2 | 3940 | 25364.8 | 8.988 | 62.167 |
| 1180 | 9643.4 | 19.536 | 7300.1 | 648.1 | 51.630 | 3400 | 33116.0 | 4720 | 26364.0 | 7.730 | 62.526 |
| 1200 | 9820.4 | 21.05 | 7437.4 | 611.7 | 51.777 | 3500 | 34323.5 | 5633 | 27373.0 | 6.668 | 62.876 |
| 1220 | 9998.0 | 22.67 | 7575.2 | 577.7 | 51.925 | 3600 | 35540.1 | 6697 | 28391.0 | 5.770 | 63.221 |
| 1240 | 10176.1 | 24.39 | 7713.6 | 545.7 | 52.070 | 3700 | 36765.4 | 7935 | 29417.7 | 5.004 | 63.557 |
| 1260 | 10354.9 | 26.21 | 7852.7 | 516.0 | 52.212 | 3800 | 37998.9 | 9368 | 30452 6 | 4.353 | 63.887 |
| 1280 | 10534.4 | 28.14 | 7992.5 | 488.2 | 52.354 | 3900 | 39240.2 | 11025 | 31495.3 | 3.796 | 64.210 |
| 1300 | 10714.5 | 30 19 | 8132.9 | 462.1 | 52.494 | 4000 | 40489.1 | 12934 | 32545.6 | 3.319 | 64.528 |
| 1320 | 10895.3 | 32.37 | 8274.0 | 437.7 | 52.631 | 4500 | 46835.9 | 27530 | 37899.5 | 1.7543 | 66.028 |
| 1340 | 11076.6 | 34.67 | 8415.5 | 414.9 | 52.768 | 5000 | 53327.4 | 54970 | 43398.0 | 0.9760 | 67.401 |
| 1360 | 11258.7 | 37.10 | 8557.9 | 393.3 | 52 903 | 5380 | 58338.7 | 89600 | 47654.7 | 0.6443 | 68.371 |

## B 9 Productos de combustión — 400% aire estequiométrico (por lbmol)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ | $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 380 | 2644.9 | 0.3967 | 1890.3 | 10280 | 43.890 | 1460 | 10562.4 | 53.75 | 7663.0 | 291.5 | 53.639 |
| 400 | 2784.7 | 0.4754 | 1990.3 | 9030 | 44.249 | 1480 | 10718.7 | 56.71 | 7779.6 | 280.1 | 53.745 |
| 420 | 2925.0 | 0.5646 | 2090.9 | 7982 | 44.591 | 1500 | 10875.6 | 59.80 | 7896.8 | 269.2 | 53.851 |
| 440 | 3065.2 | 0.6654 | 2191.4 | 7096 | 44.917 | 1520 | 11033.1 | 63.01 | 8014.6 | 258.8 | 53.955 |
| 460 | 3205.7 | 0.7785 | 2292.2 | 6341 | 45.229 | 1540 | 11190.7 | 66.37 | 8132.5 | 249.0 | 54.057 |
| 480 | 3346.2 | 0.9050 | 2393.0 | 5692 | 45.528 | 1560 | 11348.6 | 69.86 | 8250.7 | 239.6 | 54.160 |
| 500 | 3486.7 | 1.0457 | 2493.8 | 5131 | 45.815 | 1580 | 11506.8 | 73.51 | 8369.1 | 230.6 | 54.260 |
| 520 | 3627.4 | 1.2017 | 2594.7 | 4644 | 46.091 | 1600 | 11665.6 | 77.30 | 8488.2 | 222.1 | 54.360 |
| 537 | 3746.8 | 1.3469 | 2680.4 | 4279 | 46.318 | 1620 | 11824.6 | 81.24 | 8607.5 | 214.0 | 54.459 |
| 540 | 3768.0 | 1.3738 | 2695.6 | 4218 | 46.357 | 1640 | 11984.1 | 85.35 | 8727.3 | 206.2 | 54.557 |
| 560 | 3909.2 | 1.5632 | 2797.1 | 3845 | 46.613 | 1660 | 12143.8 | 89.61 | 8847.2 | 198.80 | 54.654 |
| 580 | 4050.4 | 1.7709 | 2898.6 | 3514 | 46.861 | 1680 | 12303.9 | 94.05 | 8967.6 | 191.71 | 54.750 |
| 600 | 4191.9 | 1.998 | 3000.4 | 3223 | 47.101 | 1700 | 12464.3 | 98.64 | 9088.3 | 184.93 | 54.844 |
| 620 | 4333.5 | 2.246 | 3102.3 | 2963 | 47.333 | 1720 | 12625.3 | 103.43 | 9209.6 | 178.46 | 54.939 |
| 640 | 4475.2 | 2.515 | 3204.2 | 2731 | 47.558 | 1740 | 12786.4 | 108.40 | 9331.0 | 172.25 | 55.032 |
| 660 | 4617.5 | 2.807 | 3306.8 | 2522 | 47.777 | 1760 | 12947.8 | 113.55 | 9452.7 | 166.33 | 55.124 |
| 680 | 4759.3 | 3.124 | 3408.9 | 2336 | 47.989 | 1780 | 13109.4 | 118.90 | 9574.5 | 160.66 | 55.215 |
| 700 | 4901.7 | 3.467 | 3511.6 | 2167.0 | 48.195 | 1800 | 13271.7 | 124.45 | 9697.1 | 155.21 | 55.306 |
| 720 | 5044.2 | 3.836 | 3614.4 | 2014.4 | 48.396 | 1820 | 13434.3 | 130.21 | 9820.0 | 150.00 | 55.396 |
| 740 | 5187.0 | 4.233 | 3717.5 | 1876.0 | 48.591 | 1840 | 13597.0 | 136.18 | 9943.0 | 145.01 | 55.485 |
| 760 | 5330.2 | 4.660 | 3820.9 | 1750.2 | 48.783 | 1860 | 13760.3 | 142.35 | 10066.6 | 140.22 | 55.573 |
| 780 | 5473.8 | 5.118 | 3924.8 | 1635.4 | 48.968 | 1880 | 13923.6 | 148.76 | 10190.2 | 135.62 | 55.660 |
| 800 | 5617.5 | 5.609 | 4028.8 | 1530.6 | 49.150 | 1900 | 14087.2 | 155.39 | 10314.1 | 131.22 | 55.747 |
| 820 | 5761.7 | 6.134 | 4133.3 | 1434.6 | 49.329 | 1920 | 14251.3 | 162.26 | 10438.4 | 126.98 | 55.833 |
| 840 | 5905.7 | 6.695 | 4237.6 | 1346.3 | 49.502 | 1940 | 14415.7 | 169.37 | 10563.1 | 122.91 | 55.918 |
| 860 | 6050.5 | 7.294 | 4342.6 | 1265.3 | 49.672 | 1960 | 14580.3 | 176.73 | 10688.0 | 119.01 | 56.002 |
| 880 | 6195.2 | 7.932 | 4447.6 | 1190.6 | 49.839 | 1980 | 14745.3 | 184.33 | 10813.3 | 115.27 | 56.086 |
| 900 | 6340.3 | 8.611 | 4553.0 | 1121.6 | 50.002 | 2000 | 14910.3 | 192.21 | 10938.6 | 111.66 | 56.169 |
| 920 | 6485.9 | 9.334 | 4658.9 | 1057.8 | 50.162 | 2020 | 15075.8 | 200.35 | 11064.3 | 108.20 | 56.252 |
| 940 | 6631.7 | 10.101 | 4765.0 | 998.9 | 50.319 | 2040 | 15241.6 | 208.76 | 11190.4 | 104.87 | 56.333 |
| 960 | 6778.3 | 10.916 | 4871.9 | 943.7 | 50.473 | 2060 | 15407.6 | 217.45 | 11316.7 | 101.66 | 56.414 |
| 980 | 6925.1 | 11.779 | 4978.9 | 892.8 | 50.624 | 2080 | 15574.0 | 226.42 | 11443.4 | 98.58 | 56.494 |
| 1000 | 7072.1 | 12.694 | 5086.2 | 845.3 | 50.773 | 2100 | 15740.5 | 235.7 | 11570.2 | 95.61 | 56.574 |
| 1020 | 7219.7 | 13.662 | 5194.1 | 801.1 | 50.919 | 2150 | 16157.9 | 260.2 | 11888.3 | 88.66 | 56.771 |
| 1040 | 7367.2 | 14.685 | 5301.9 | 760.1 | 51.062 | 2200 | 16577.1 | 286.7 | 12208.2 | 82.33 | 56.964 |
| 1060 | 7515.6 | 15.768 | 5410.6 | 721.2 | 51.203 | 2250 | 16998.0 | 315.3 | 12529.8 | 76.56 | 57.152 |
| 1080 | 7664.1 | 16.909 | 5519.4 | 685.5 | 51.342 | 2300 | 17419.8 | 346.2 | 12852.3 | 71.28 | 57.338 |
| 1100 | 7812.9 | 18.116 | 5628.4 | 651.6 | 51.479 | 2350 | 17843.2 | 379.5 | 13176.4 | 66.46 | 57.520 |
| 1120 | 7962.3 | 19.385 | 5738.1 | 620.0 | 51.613 | 2400 | 18268.0 | 415.3 | 13501.9 | 62.02 | 57.699 |
| 1140 | 8112.0 | 20.723 | 5848.1 | 590.5 | 51.746 | 2450 | 18694.1 | 453.7 | 13828.7 | 57.94 | 57.875 |
| 1160 | 8262.1 | 22.14 | 5958.5 | 562.5 | 51.877 | 2500 | 19121.4 | 494.9 | 14156.8 | 54.20 | 58.048 |
| 1180 | 8412.5 | 23.61 | 6069.2 | 536.3 | 52.006 | 2550 | 19550.1 | 539.1 | 14486.1 | 50.76 | 58.217 |
| 1200 | 8563.4 | 25.17 | 6180.4 | 511.6 | 52.132 | 2600 | 19979.7 | 586.4 | 14816.5 | 47.58 | 58.384 |
| 1220 | 8715.0 | 26.80 | 6292.2 | 488.4 | 52.257 | 2650 | 20410.6 | 636.9 | 15148.0 | 44.65 | 58.548 |
| 1240 | 8866.6 | 28.52 | 6404.1 | 466.6 | 52.380 | 2700 | 20842.8 | 690.9 | 15481.0 | 41.94 | 58.710 |
| 1260 | 9018.8 | 30.32 | 6516.6 | 445.9 | 52.502 | 2750 | 21276.0 | 748.5 | 15814.8 | 39.43 | 58.869 |
| 1280 | 9171.3 | 32.21 | 6629.4 | 426.4 | 52.622 | 2800 | 21709.8 | 809.9 | 16149.4 | 37.10 | 59.026 |
| 1300 | 9324.1 | 34.20 | 6742.5 | 407.9 | 52.741 | 2850 | 22145.3 | 875.2 | 16485.5 | 34.94 | 59.180 |
| 1320 | 9477.6 | 36.28 | 6856.3 | 390.5 | 52.858 | 2900 | 22581.4 | 944.7 | 16822.4 | 32.94 | 59.331 |
| 1340 | 9631.4 | 38.45 | 6970.3 | 374.0 | 52.973 | 2950 | 23018.5 | 1018.6 | 17160.2 | 31.08 | 59.481 |
| 1360 | 9785.5 | 40.73 | 7084.7 | 358.4 | 53.088 | 3000 | 23456.6 | 1096.8 | 17499.0 | 29.35 | 59.628 |
| 1380 | 9939.9 | 43.10 | 7199.4 | 343.6 | 53.201 | 3100 | 24335.5 | 1268.3 | 18179.3 | 26.23 | 59.916 |
| 1400 | 10095.0 | 45.60 | 7314.8 | 329.5 | 53.312 | 3200 | 25217.8 | 1460.4 | 18863.1 | 23.51 | 60.196 |
| 1420 | 10250.6 | 48.19 | 7430.7 | 316.2 | 53.422 | 3300 | 26102.9 | 1675.3 | 19549.5 | 21.14 | 60.469 |
| 1440 | 10406.2 | 50.91 | 7546.5 | 303.6 | 53.531 | 3400 | 26991.4 | 1914.6 | 20239.6 | 19.06 | 60.734 |

## B 10 Productos de combustión — 200% aire estequiométrico (por lbmol)

Reproducida de Keenan y Kaye, *Gas Tables*, con autorización de los autores y el editor, John Wiley.

| $T$°R | $\bar{h}$ | $p_r$ | $\bar{u}$ | $v_r$ | $\bar{\phi}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 380 | 2660.3 | 0.3878 | 1905.7 | 10516 | 43.845 |
| 400 | 2801.4 | 0.4655 | 2007.0 | 9222 | 44.208 |
| 420 | 2943.0 | 0.5539 | 2108.9 | 8138 | 44.553 |
| 440 | 3084.8 | 0.6539 | 2211.0 | 7223 | 44.883 |
| 460 | 3226.8 | 0.7663 | 2313.3 | 6441 | 45.198 |
| 480 | 3368.9 | 0.8925 | 2415.7 | 5772 | 45.500 |
| 500 | 3511.2 | 1.0330 | 2518.3 | 5194 | 45.791 |
| 520 | 3653.7 | 1.1893 | 2621.0 | 4692 | 46.070 |
| 537 | 3774.9 | 1.3350 | 2708.5 | 4317 | 46.300 |
| 540 | 3796.3 | 1.3620 | 2723.9 | 4255 | 46.340 |
| 560 | 3939.4 | 1.5526 | 2827.3 | 3871 | 46.600 |
| 580 | 4082.7 | 1.7621 | 2930.9 | 3532 | 46.851 |
| 600 | 4226.3 | 1.992 | 3034.8 | 3233 | 47.094 |
| 620 | 4370.1 | 2.243 | 3138.9 | 2967 | 47.330 |
| 640 | 4514.0 | 2.516 | 3243.0 | 2730 | 47.558 |
| 660 | 4658.6 | 2.814 | 3347.9 | 2517 | 47.781 |
| 680 | 4802.8 | 3.136 | 3452.4 | 2326 | 47.996 |
| 700 | 4947.7 | 3.487 | 3557.6 | 2154.5 | 48.207 |
| 720 | 5092.6 | 3.864 | 3662.8 | 1999.3 | 48.411 |
| 740 | 5237.9 | 4.273 | 3768.4 | 1858.7 | 48.610 |
| 760 | 5383.7 | 4.711 | 3874.4 | 1731.1 | 48.804 |
| 780 | 5529.9 | 5.183 | 3980.9 | 1614.9 | 48.994 |
| 800 | 5676.3 | 5.690 | 4087.6 | 1508.7 | 49.179 |
| 820 | 5823.1 | 6.234 | 4194.7 | 1411.7 | 49.360 |
| 840 | 5969.9 | 6.815 | 4301.8 | 1322.6 | 49.537 |
| 860 | 6117.5 | 7.437 | 4409.6 | 1241.0 | 49.711 |
| 880 | 6264.9 | 8.101 | 4517.3 | 1165.8 | 49.881 |
| 900 | 6413.0 | 8.808 | 4625.7 | 1096.4 | 50.047 |
| 920 | 6561.5 | 9.564 | 4734.5 | 1032.4 | 50.210 |
| 940 | 6710.4 | 10.366 | 4843.7 | 973.3 | 50.370 |
| 960 | 6859.8 | 11.221 | 4953.4 | 918.2 | 50.528 |
| 980 | 7009.7 | 12.126 | 5063.6 | 867.2 | 50.682 |
| 1000 | 7159.8 | 13.089 | 5173.9 | 819.8 | 50.833 |
| 1020 | 7310.5 | 14.109 | 5284.9 | 775.8 | 50.983 |
| 1040 | 7461.1 | 15.189 | 5395.8 | 734.9 | 51.128 |
| 1060 | 7612.7 | 16.333 | 5507.7 | 696.2 | 51.273 |
| 1080 | 7764.3 | 17.542 | 5619.6 | 660.8 | 51.415 |
| 1100 | 7916.4 | 18.822 | 5731.9 | 627.1 | 51.555 |
| 1120 | 8069.0 | 20.170 | 5844.8 | 595.9 | 51.692 |
| 1140 | 8222.1 | 21.595 | 5958.2 | 566.6 | 51.828 |
| 1160 | 8375.5 | 23.10 | 6071.9 | 539.0 | 51.961 |
| 1180 | 8529.2 | 24.68 | 6185.9 | 513.2 | 52.093 |
| 1200 | 8683.6 | 26.34 | 6300.6 | 488.9 | 52.222 |
| 1220 | 8838.6 | 28.09 | 6415.8 | 466.0 | 52.351 |
| 1240 | 8993.7 | 29.94 | 6531.2 | 444.5 | 52.477 |
| 1260 | 9149.3 | 31.87 | 6647.1 | 424.2 | 52.601 |
| 1280 | 9305.3 | 33.90 | 6763.4 | 405.1 | 52.724 |
| 1300 | 9461.7 | 36.05 | 6880.1 | 387.0 | 52.845 |
| 1320 | 9618.8 | 38.29 | 6997.4 | 370.0 | 52.965 |
| 1340 | 9776.2 | 40.64 | 7115.1 | 353.9 | 53 084 |
| 1360 | 9933.8 | 43.10 | 7233.0 | 338.6 | 53.200 |
| 1380 | 10091.9 | 45.68 | 7351.4 | 324.2 | 53.316 |
| 1400 | 10250.7 | 48.38 | 7470.5 | 310.5 | 53.430 |
| 1420 | 10410.0 | 51.21 | 7590.1 | 297.6 | 53.543 |
| 1440 | 10569.3 | 54.17 | 7709.7 | 285.3 | 53.654 |
| 1460 | 10729.3 | 57.26 | 7829.9 | 273.6 | 53.764 |
| 1480 | 10889.5 | 60.49 | 7950.4 | 262.5 | 53.874 |
| 1500 | 11050.2 | 63.88 | 8071.4 | 252.0 | 53.981 |
| 1520 | 11211.4 | 67.40 | 8192.9 | 242.0 | 54.088 |
| 1540 | 11372.8 | 71.08 | 8314.6 | 232.5 | 54.194 |
| 1560 | 11534.7 | 74.91 | 8436.7 | 223.5 | 54.298 |
| 1580 | 11696.8 | 78.92 | 8559.1 | 214.8 | 54.401 |
| 1600 | 11859.6 | 83.10 | 8682.2 | 206.63 | 54.504 |
| 1620 | 12022.7 | 87.44 | 8805.6 | 198.81 | 54.605 |
| 1640 | 12186.2 | 91.97 | 8929.4 | 191.35 | 54.705 |
| 1660 | 12350.0 | 96.69 | 9053.5 | 184.25 | 54.805 |
| 1680 | 12514.2 | 101.60 | 9177.9 | 177.46 | 54.903 |
| 1700 | 12678.6 | 106.70 | 9302.6 | 170.97 | 55.000 |
| 1720 | 12843.8 | 112.01 | 9428.1 | 164.79 | 55.097 |
| 1740 | 13009.0 | 117.53 | 9553.6 | 158.88 | 55.192 |
| 1760 | 13174.6 | 123.27 | 9679.5 | 153.22 | 55.287 |
| 1780 | 13340.3 | 129.23 | 9805.5 | 147.80 | 55.380 |
| 1800 | 13507.0 | 135.43 | 9932.4 | 142.63 | 55.473 |
| 1820 | 13673.8 | 141.86 | 10059.5 | 137.68 | 55.566 |
| 1840 | 13840.5 | 148.54 | 10186.5 | 132.94 | 55.657 |
| 1860 | 14008.4 | 155.46 | 10314.7 | 128.40 | 55.748 |
| 1880 | 14176.1 | 162.55 | 10442.7 | 124.03 | 55.837 |
| 1900 | 14344.1 | 170.09 | 10571.0 | 119.87 | 55.926 |
| 1920 | 14512.5 | 177.82 | 10699.6 | 115.87 | 56.015 |
| 1940 | 14681.4 | 185.82 | 10828.8 | 112.04 | 56.102 |
| 1960 | 14850.4 | 194.13 | 10958.1 | 108.35 | 56.189 |
| 1980 | 15019.8 | 202.71 | 11087.8 | 104.82 | 56.275 |
| 2000 | 15189.3 | 211.6 | 11217.6 | 101.43 | 56.360 |
| 2020 | 15359.3 | 220.8 | 11347.9 | 98.16 | 56.444 |
| 2040 | 15529.7 | 230.4 | 11478.5 | 95.04 | 56.529 |
| 2060 | 15700.3 | 240.2 | 11609.4 | 92.03 | 56.612 |
| 2080 | 15871.3 | 250.4 | 11740.7 | 89.15 | 56.694 |
| 2100 | 16042.4 | 260.9 | 11872.1 | 86.36 | 56.777 |
| 2150 | 16471.5 | 288.9 | 12201.9 | 79.86 | 56.978 |
| 2200 | 16902.5 | 319.2 | 12533.6 | 73.96 | 57.177 |
| 2250 | 17335.3 | 352.0 | 12867.1 | 68.57 | 57.377 |
| 2300 | 17769.3 | 387.5 | 13201.8 | 63.68 | 57.562 |
| 2350 | 18204.9 | 425.9 | 13538.1 | 59.21 | 57.749 |
| 2400 | 18642.1 | 467.4 | 13876.0 | 55.12 | 57.933 |
| 2450 | 19080.7 | 511.9 | 14215.3 | 51.36 | 58.114 |
| 2500 | 19520.7 | 559.8 | 14556.0 | 47.91 | 58.292 |
| 2550 | 19962.0 | 611.3 | 14898.0 | 44.76 | 58.467 |
| 2600 | 20404.6 | 666.6 | 15241.3 | 41.85 | 58.639 |
| 2650 | 20848.4 | 725.9 | 15585.8 | 39.18 | 58.808 |
| 2700 | 21293.8 | 789.4 | 15932.0 | 36.71 | 58.974 |
| 2750 | 21740.3 | 857.2 | 16279.2 | 34.42 | 59.138 |
| 2800 | 22187.5 | 929.8 | 16627.1 | 32.31 | 59.300 |
| 2850 | 22636.3 | 1007.2 | 16976.6 | 30.36 | 59.459 |
| 2900 | 23086.0 | 1089.8 | 17327.0 | 28.56 | 59.615 |
| 2950 | 23536.7 | 1177.9 | 17678.4 | 26.88 | 59.769 |
| 3000 | 23988.5 | 1271.2 | 18030.9 | 25.321 | 59.921 |
| 3100 | 24895.3 | 1476.8 | 18739.1 | 22.528 | 60.218 |
| 3200 | 25805.6 | 1708.2 | 19450.8 | 20.103 | 60.507 |
| 3400 | 27636.4 | 2259.1 | 20884.4 | 16.152 | 61.063 |
| 3600 | 29479.9 | 2946 | 22330.8 | 13.114 | 61.590 |
| 3900 | 32266.2 | 4284 | 24521.3 | 9.770 | 62.333 |

## B 11 Entalpia y función de Gibbs de formación; entalpia absoluta

Vea también en la tabla III, pág. 156, otros valores de la entropía. Los datos originales de esta tabla provienen de Rossini [0.1,0.2], muchos de los cuales han sido actualizados según JANAF[0.22] que también es la fuente de las nuevas adiciones; se designan con -J. Se tiene que $\Delta\bar{h}_f^\circ$ (Btu/lbmol) = entalpia de formación (§13.29), $\Delta\bar{G}_f^\circ$ *(Btu/lbmol) = función de Gibbs de formación (§13.33),* $\bar{s}^\circ$(Btu/lbmol·°R) = entropía absoluta, cada una según el estado normal de 1 atm y 25°C (o bien, 77°F); $\bar{h}_{fg}^\circ$ (Btu/lbmol) = entalpia de vaporización a 25°C.

| Sustancia | Masa mol., $M$ | $\Delta\bar{h}_f^\circ$ | $\Delta\bar{G}_f^\circ$ | $\bar{h}_{fg}^\circ$ | $\bar{s}^\circ$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Acetileno, $C_2H_2$(g)—J | 26.036 | +97 542 | +89 987 | | 48.004 |
| Amoniaco, $NH_3$(g)—J | 17.032 | −19 746 | −7 047 | 8 545 | 46.03 |
| Benzeno, $C_6H_6$(g) | 78.108 | +35 676 | +55 780 | | 64.34 |
| $C_6H_6$(l)—J | | +20 934 | +52 920 | | 29.756 |
| *n*-Butano, $C_4H_{10}$(g) | 58.120 | −54 270 | −7 380 | 9 063 | 74.12 |
| Carbono (grafito), C(s)—J | 12.01 | 0 | 0 | | 1.359 |
| Carbono (diamante), —J | | +0 453 | +0 685 | | 0.583 |
| Dióxido de carbono, $CO_2$(g) | 44.010 | −169 293 | −169 668 | | 51.061 |
| Monóxido de carbono, CO(g)—J | 28.01 | −47 560 | −59 010 | | 47.21 |
| Cianógeno, $C_2N_2$(g)—J | 52.038 | +132 480 | +127 458 | | 57.86 |
| Gas electrónico, —J | · 0.0005488 | 0 | 0 | | 4.988 |
| Etano, $C_2H_6$(g) | 30.068 | −36 425 | −14 148 | | 54.85 |
| Etanol, $C_2H_6O$(g)—J | 46.068 | −101 232 | −72 540 | 18 216 | 67.4 |
| $C_2H_6O$(l)—J | | −119 448 | −75 186 | | 38.4 |
| Eteno, $C_2H_4$(g) | 28.052 | +22 572 | +29 408 | | 52.396 |
| *n*-Heptano, $C_7H_{16}$(g)—J | 100.198 | −80 802 | +3 762 | 15 728 | 101.64 |
| $C_7H_{16}$(l)—J | | −96 530 | +756 | | 77.92 |
| Hidrazina, $N_2H_4$(g)—J | 32,048 | +41 022 | +68 476 | | 57.03 |
| Hidrógeno, (mono), H(g)—J | 1.008 | +93 780 | +87 453 | | 27.392 |
| Peróxido de hidrógeno, $H_2O_2$(g)—J | 34.016 | −58 554 | −45 374 | 22 158 | 55.66 |
| $H_2O_2$(l) | | −80 712 | −49 032 | | 21.2 |
| Sulfuro de hidrógeno, $H_2S$(g)—J | 34.086 | −8 784 | −14 391 | | 49.15 |
| Hidroxilo, OH(g)—J | 17.008 | +16 978 | +14 953 | | 43.88 |
| Metano, $CH_4$(g)—J | 16.042 | −32 210 | −21 862 | | 44.48 |
| Metanol, $CH_4O$(g) | 32.042 | −86 544 | −69 642 | 16 096 | 56.8 |
| $CH_4O$(l)—J | | −102 640 | −71 514 | | 30.3 |
| Cloruro de metilo, $CH_3Cl$(g)—J | 50.49 | −37 190 | −27 083 | | 55.99 |
| Nitrógeno, $N_2$(g) | 28.016 | 0 | 0 | | 45.767 |
| Oxido de nitrógeno, NO(g) | 30.008 | +38 880 | +37 294 | | 50.339 |
| Dióxido de nitrógeno, $NO_2$(g)—J | 48.008 | +14 238 | +22 045 | | 57.343 |
| *n*-Octano, $C_8H_{18}$(g) | 114.224 | −89 676 | +7 452 | 17 856 | 111.82 |
| $C_8H_{18}$(l)—J | | −107 532 | +3 186 | | 85.50 |
| Nonano, $C_9H_{20}$(g) | | −98 432 | +10 728 | 19 940 | 120.86 |
| Oxígeno, (mono), O(g)—J | 16 | +107 206 | +99 711 | | 38.468 |
| Oxígeno, $O_2$(g) | 32 | 0 | 0 | | 49.004 |
| Ozono, $O_3$(g)—J | 48 | +61 380 | +70 195 | | 57.080 |
| Propano, $C_3H_8$(g) | 44.094 | −44 676 | −10 105 | 6 489 | 64.51 |
| Dióxido de azufre, $SO_2$(g)—J | 64.07 | −127 705 | −129 134 | 9 370 | 59.298 |
| Agua, $H_2O$(g) | 18.016 | −104 036 | −98 344 | | 45.106 |
| Agua (l) | 18.016 | −122 971 | −102 042 | | 16.716 |

## B 12 Entalpia de reacción (poder calorífico) de combustibles

Los poderes caloríficos corresponden a un estado de referencia a 25°C (o bien, 77°F), o a uno más cercano, efectuándose la combustión en aire o en oxígeno hasta las especies estables. Los valores correspondientes a los hidrocarburos se tomaron de la publicación [0.1], expresados con más cifras significativas que las que garantiza la precisión de los valores individuales, a fin de retener la significación de las pequeñas diferencias entre los estados líquido y gaseoso. Otros valores provienen de las fuentes [13.3] y [13.7]. Los señalados con asterisco (*) son para uso académico solamente, puesto que la composición y el poder calorífico varían notablemente. Debido a las diversas fuentes o datos básicos, algunos valores de la tabla pueden no coincidir con algunos de la tabla B 11. Simbología: (s) = sólido; (l) = líquido; (g) = gas. A menos que se indique otra cosa, elija valores según el estado natural del combustible; por ejemplo, el benceno es un líquido normalmente, y por tanto, hay que emplear los valores que corresponden a NORMALMENTE LIQUIDOS (l). Por otra parte el $CO_2$ se considera siempre en estado gaseoso. Donde sea aplicable, la entalpia (o calor latente) de vaporización del combustible es igual a $q_n^o$, de la última columna, menos $q_n^o$ de la quinta columna.

NOTAS. (a) $H_2O$ no condensado. (b) $H_2O$ condensado.

| | | | $-h°rp$ Btu/lb de combustible sólido o líquido | | $-h°rp$ Btu/lb de combustible gaseoso | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Combustible | Fórmula | $M$ | Inferior $q_n^o$, $H_2O$ (g) | Superior $q_n^o$, $H_2O$(l) | Inferior $q_n^o$, $H_2O$(g) | Superior $q_n^o$, $H_2O$(l) |
| SOLIDO(*s*) | | | | | | |
| Antracita* | | | 13 330 | 13 540 | | |
| Carbón bituminoso* | | | 13 100 | 13 600 | | |
| Carbón grafítico (hasta $CO_2$) | C | 12.01 | 14 097 | | | |
| Carbón grafítico (hasta CO) | C | 12.01 | 3 960 | | | |
| Coque de horno de colmena (metalúrgico) | | | 12 450 | 12 530 | | |
| Lignito* | | | 6 700 | 7 350 | | |
| Azufre | S | 32.06 | 3,980 | | | |
| Madera de roble secada al aire* | | | 8 000 | | | |
| NORMALMENTE LIQUIDO (*l*) | | | | | | |
| Benceno | $C_6H_6$ | 78.108 | 17 259 | 17 986 | 17 446 | 18 172 |
| *n*-Decano | $C_{10}H_{22}$ | 142.276 | 19 020 | 20 483 | 19 175 | 20 638 |
| *n*-Dodecano | $C_{12}H_{26}$ | 170.328 | 18 966 | 20 410 | 19 120 | 20 564 |
| Alcohol etílico | $C_2H_6O$ | 46.068 | 11 929 | 13 161 | | |
| Aceite combustible* (*Fuel Oil*) | | | 18 500 | 19 700 | | |
| Gasolina* | | | 18 800 | 20 200 | | |
| *n*-Heptano | $C_7H_{16}$ | 100.198 | 19 157 | 20 668 | 19 314 | 20 825 |
| *n*-Hexadecano | $C_{16}H_{34}$ | 226.432 | 18 898 | 20 318 | 19 052 | 20 472 |
| Keroseno* | | | 18 500 | 19 900 | | |
| Alcohol metílico | $CH_4O$ | 32.042 | 9 078 | 10 259 | | |
| Nonano | $C_9H_{20}$ | 128.25 | 19 056 | 20 531 | 19 211 | 20 687 |
| *n*-Octano | $C_8H_{18}$ | 114.224 | 19 100 | 20 591 | 19 256 | 20 747 |
| Octeno | $C_8H_{16}$ | 112.208 | 19 000 | 20 350 | 19 157 | 20 506 |
| *n*-Pentano | $C_5H_{12}$ | 72.146 | 19 340 | 20 914 | 19 499 | 21 072 |
| NORMALMENTE GAS (*g*) | | | | | | |
| Acetileno | $C_2H_2$ | 26.036 | | | 20 734 | 21 460 |
| Gas de alto horno* | | | | | 1 100 | 1 120 |
| *n*-Butano | $C_4H_{10}$ | 58.120 | 19 496 | 21 124 | 19 655 | 21 283 |
| Monóxido de carbono | CO | 28.01 | | | 4 346 | |
| Cianógeno [a $CO_2$ y $N_2$] | $C_2N_2$ | 80.052 | | | 5 890 | |
| Etano | $C_2H_6$ | 30.068 | | | 20 416 | 22 304 |
| Eteno | $C_2H_4$ | 28.052 | | | 20 276 | 21 625 |
| Hidrógeno | $H_2$ | 2.016 | | | 51 605 | 60 998 |
| Metano | $CH_4$ | 16.042 | | | 21 502 | 23 861 |
| Gas natural* | | | | | 20 500 | 23 000 |
| Propano | $C_3H_8$ | 44.094 | 19 774 | 21 490 | 19 929 | 21 646 |
| Gas de refinería* | | | | | 19 600 | 21 400 |

## B 13 Propiedades de vapor saturado ($H_2O$): Temperaturas

| Temp. °F t | Presión absoluta lbf/plg² p | Volumen específico Líq. sat. $v_f$ | Evap. $v_{fg}$ | Vapor sat. $v_g$ | Entalpía Líq. sat. $h_f$ | Evap. $h_{fg}$ | Vapor sat. $h_g$ | Entropía Líq. sat. $s_f$ | Evap. $s_{fg}$ | Vapor sat. $s_g$ | Temp. °F t |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 32.0 | 0.08859 | 0.016022 | 3304.7 | 3304.7 | −0.0179 | 1075.5 | 1075.5 | 0.0000 | 2.1873 | 2.1873 | 32.0 |
| 34.0 | 0.09600 | 0.016021 | 3061.9 | 3061.9 | 1.996 | 1074.4 | 1076.4 | 0.0041 | 2.1762 | 2.1802 | 34.0 |
| 36.0 | 0.10395 | 0.016020 | 2839.0 | 2839.0 | 4.008 | 1073.2 | 1077.2 | 0.0081 | 2.1651 | 2.1732 | 36.0 |
| 38.0 | 0.11249 | 0.016019 | 2634.1 | 2634.2 | 6.018 | 1072.1 | 1078.1 | 0.0122 | 2.1541 | 2.1663 | 38.0 |
| 40.0 | 0.12163 | 0.016019 | 2445.8 | 2445.8 | 8.027 | 1071.0 | 1079.0 | 0.0162 | 2.1432 | 2.1594 | 40.0 |
| 42.0 | 0.13143 | 0.016019 | 2272.4 | 2272.4 | 10.035 | 1069.8 | 1079.9 | 0.0202 | 2.1325 | 2.1527 | 42.0 |
| 44.0 | 0.14192 | 0.016019 | 2112.8 | 2112.8 | 12.041 | 1068.7 | 1080.7 | 0.0242 | 2.1217 | 2.1459 | 44.0 |
| 46.0 | 0.15314 | 0.016020 | 1965.7 | 1965.7 | 14.047 | 1067.6 | 1081.6 | 0.0282 | 2.1111 | 2.1393 | 46.0 |
| 48.0 | 0.16514 | 0.016021 | 1830.0 | 1830.0 | 16.051 | 1066.4 | 1082.5 | 0.0321 | 2.1006 | 2.1327 | 48.0 |
| 50.0 | 0.17796 | 0.016023 | 1704.8 | 1704.8 | 18.054 | 1065.3 | 1083.4 | 0.0361 | 2.0901 | 2.1262 | 50.0 |
| 52.0 | 0.19165 | 0.016024 | 1589.2 | 1589.2 | 20.057 | 1064.2 | 1084.2 | 0.0400 | 2.0798 | 2.1197 | 52.0 |
| 54.0 | 0.20625 | 0.016026 | 1482.4 | 1482.4 | 22.058 | 1063.1 | 1085.1 | 0.0439 | 2.0695 | 2.1134 | 54.0 |
| 56.0 | 0.22183 | 0.016028 | 1383.6 | 1383.6 | 24.059 | 1061.9 | 1086.0 | 0.0478 | 2.0593 | 2.1070 | 56.0 |
| 58.0 | 0.23843 | 0.016031 | 1292.2 | 1292.2 | 26.060 | 1060.8 | 1086.9 | 0.0516 | 2.0491 | 2.1008 | 58.0 |
| 60.0 | 0.25611 | 0.016033 | 1207.6 | 1207.6 | 28.060 | 1059.7 | 1087.7 | 0.0555 | 2.0391 | 2.0946 | 60.0 |
| 62.0 | 0.27494 | 0.016036 | 1129.2 | 1129.2 | 30.059 | 1058.5 | 1088.6 | 0.0593 | 2.0291 | 2.0885 | 62.0 |
| 64.0 | 0.29497 | 0.016039 | 1056.5 | 1056.5 | 32.058 | 1057.4 | 1089.5 | 0.0632 | 2.0192 | 2.0824 | 64.0 |
| 66.0 | 0.31626 | 0.016043 | 989.0 | 989.1 | 34.056 | 1056.3 | 1090.4 | 0.0670 | 2.0094 | 2.0764 | 66.0 |
| 68.0 | 0.33889 | 0.016046 | 926.5 | 926.5 | 36.054 | 1055.2 | 1091.2 | 0.0708 | 1.9996 | 2.0704 | 68.0 |
| 70.0 | 0.36292 | 0.016050 | 868.3 | 868.4 | 38.052 | 1054.0 | 1092.1 | 0.0745 | 1.9900 | 2.0645 | 70.0 |
| 72.0 | 0.38844 | 0.016054 | 814.3 | 814.3 | 40.049 | 1052.9 | 1093.0 | 0.0783 | 1.9804 | 2.0587 | 72.0 |
| 74.0 | 0.41550 | 0.016058 | 764.1 | 764.1 | 42.046 | 1051.8 | 1093.8 | 0.0821 | 1.9708 | 2.0529 | 74.0 |
| 76.0 | 0.44420 | 0.016063 | 717.4 | 717.4 | 44.043 | 1050.7 | 1094.7 | 0.0858 | 1.9614 | 2.0472 | 76.0 |
| 78.0 | 0.47461 | 0.016067 | 673.8 | 673.9 | 46.040 | 1049.5 | 1095.6 | 0.0895 | 1.9520 | 2.0415 | 78.0 |
| 80.0 | 0.50683 | 0.016072 | 633.3 | 633.3 | 48.037 | 1048.4 | 1096.4 | 0.0932 | 1.9426 | 2.0359 | 80.0 |
| 82.0 | 0.54093 | 0.016077 | 595.5 | 595.5 | 50.033 | 1047.3 | 1097.3 | 0.0969 | 1.9334 | 2.0303 | 82.0 |
| 84.0 | 0.57702 | 0.016082 | 560.3 | 560.3 | 52.029 | 1046.1 | 1098.2 | 0.1006 | 1.9242 | 2.0248 | 84.0 |
| 86.0 | 0.61518 | 0.016087 | 527.5 | 527.5 | 54.026 | 1045.0 | 1099.0 | 0.1043 | 1.9151 | 2.0193 | 86.0 |
| 88.0 | 0.65551 | 0.016093 | 496.8 | 496.8 | 56.022 | 1043.9 | 1099.9 | 0.1079 | 1.9060 | 2.0139 | 88.0 |
| 90.0 | 0.69813 | 0.016099 | 468.1 | 468.1 | 58.018 | 1042.7 | 1100.8 | 0.1115 | 1.8970 | 2.0086 | 90.0 |
| 92.0 | 0.74313 | 0.016105 | 441.3 | 441.3 | 60.014 | 1041.6 | 1101.6 | 0.1152 | 1.8881 | 2.0033 | 92.0 |
| 94.0 | 0.79062 | 0.016111 | 416.3 | 416.3 | 62.010 | 1040.5 | 1102.5 | 0.1188 | 1.8792 | 1.9980 | 94.0 |
| 96.0 | 0.84072 | 0.016117 | 392.8 | 392.9 | 64.006 | 1039.3 | 1103.3 | 0.1224 | 1.8704 | 1.9928 | 96.0 |
| 98.0 | 0.89356 | 0.016123 | 370.9 | 370.9 | 66.003 | 1038.2 | 1104.2 | 0.1260 | 1.8617 | 1.9876 | 98.0 |
| 100.0 | 0.94924 | 0.016130 | 350.4 | 350.4 | 67.999 | 1037.1 | 1105.1 | 0.1295 | 1.8530 | 1.9825 | 100.0 |
| 102.0 | 1.00789 | 0.016137 | 331.1 | 331.1 | 69.995 | 1035.9 | 1105.9 | 0.1331 | 1.8444 | 1.9775 | 102.0 |
| 104.0 | 1.06965 | 0.016144 | 313.1 | 313.1 | 71.992 | 1034.8 | 1106.8 | 0.1366 | 1.8358 | 1.9725 | 104.0 |
| 106.0 | 1.1347 | 0.016151 | 296.16 | 296.18 | 73.99 | 1033.6 | 1107.6 | 0.1402 | 1.8273 | 1.9675 | 106.0 |
| 108.0 | 1.2030 | 0.016158 | 280.28 | 280.30 | 75.98 | 1032.5 | 1108.5 | 0.1437 | 1.8188 | 1.9626 | 108.0 |
| 110.0 | 1.2750 | 0.016165 | 265.37 | 265.39 | 77.98 | 1031.4 | 1109.3 | 0.1472 | 1.8105 | 1.9577 | 110.0 |
| 112.0 | 1.3505 | 0.016173 | 251.37 | 251.38 | 79.98 | 1030.2 | 1110.2 | 0.1507 | 1.8021 | 1.9528 | 112.0 |
| 114.0 | 1.4299 | 0.016180 | 238.21 | 238.22 | 81.97 | 1029.1 | 1111.0 | 0.1542 | 1.7938 | 1.9480 | 114.0 |
| 116.0 | 1.5133 | 0.016188 | 225.84 | 225.85 | 83.97 | 1027.9 | 1111.9 | 0.1577 | 1.7856 | 1.9433 | 116.0 |
| 118.0 | 1.6009 | 0.016196 | 214.20 | 214.21 | 85.97 | 1026.8 | 1112.7 | 0.1611 | 1.7774 | 1.9386 | 118.0 |
| 120.0 | 1.6927 | 0.016204 | 203.25 | 203.26 | 87.97 | 1025.6 | 1113.6 | 0.1646 | 1.7693 | 1.9339 | 120.0 |
| 122.0 | 1.7891 | 0.016213 | 192.94 | 192.95 | 89.96 | 1024.5 | 1114.4 | 0.1680 | 1.7613 | 1.9293 | 122.0 |
| 124.0 | 1.8901 | 0.016221 | 183.23 | 183.24 | 91.96 | 1023.3 | 1115.3 | 0.1715 | 1.7533 | 1.9247 | 124.0 |
| 126.0 | 1.9959 | 0.016229 | 174.08 | 174.09 | 93.96 | 1022.2 | 1116.1 | 0.1749 | 1.7453 | 1.9202 | 126.0 |
| 128.0 | 2.1068 | 0.016238 | 165.45 | 165.47 | 95.96 | 1021.0 | 1117.0 | 0.1783 | 1.7374 | 1.9157 | 128.0 |
| 130.0 | 2.2230 | 0.016247 | 157.32 | 157.33 | 97.96 | 1019.8 | 1117.8 | 0.1817 | 1.7295 | 1.9112 | 130.0 |
| 132.0 | 2.3445 | 0.016256 | 149.64 | 149.66 | 99.95 | 1018.7 | 1118.6 | 0.1851 | 1.7217 | 1.9068 | 132.0 |
| 134.0 | 2.4717 | 0.016265 | 142.40 | 142.41 | 101.95 | 1017.5 | 1119.5 | 0.1884 | 1.7140 | 1.9024 | 134.0 |
| 136.0 | 2.6047 | 0.016274 | 135.55 | 135.57 | 103.95 | 1016.4 | 1120.3 | 0.1918 | 1.7063 | 1.8980 | 136.0 |
| 138.0 | 2.7438 | 0.016284 | 129.09 | 129.11 | 105.95 | 1015.2 | 1121.1 | 0.1951 | 1.6986 | 1.8937 | 138.0 |
| 140.0 | 2.8892 | 0.016293 | 122.98 | 123.00 | 107.95 | 1014.0 | 1122.0 | 0.1985 | 1.6910 | 1.8895 | 140.0 |
| 142.0 | 3.0411 | 0.016303 | 117.21 | 117.22 | 109.95 | 1012.9 | 1122.8 | 0.2018 | 1.6534 | 1.8852 | 142.0 |
| 144.0 | 3.1997 | 0.016312 | 111.74 | 111.76 | 111.95 | 1011.7 | 1123.6 | 0.2051 | 1.6759 | 1.8810 | 144.0 |
| 146.0 | 3.3653 | 0.016322 | 106.58 | 106.59 | 113.95 | 1010.5 | 1124.5 | 0.2084 | 1.6684 | 1.8769 | 146.0 |
| 148.0 | 3.5381 | 0.016332 | 101.68 | 101.70 | 115.95 | 1009.3 | 1125.3 | 0.2117 | 1.6610 | 1.8727 | 148.0 |
| 150.0 | 3.7184 | 0.016343 | 97.05 | 97.07 | 117.95 | 1008.2 | 1126.1 | 0.2150 | 1.6536 | 1.8686 | 150.0 |
| 152.0 | 3.9065 | 0.016353 | 92.66 | 92.68 | 119.95 | 1007.0 | 1126.9 | 0.2183 | 1.6463 | 1.8646 | 152.0 |
| 154.0 | 4.1025 | 0.016363 | 88.50 | 88.52 | 121.95 | 1005.8 | 1127.7 | 0.2216 | 1.6390 | 1.8606 | 154.0 |
| 156.0 | 4.3068 | 0.016374 | 84.56 | 84.57 | 123.95 | 1004.6 | 1128.6 | 0.2248 | 1.6318 | 1.8566 | 156.0 |
| 158.0 | 4.5197 | 0.016384 | 80.82 | 80.83 | 125.96 | 1003.4 | 1129.4 | 0.2281 | 1.6245 | 1.8526 | 158.0 |
| 160.0 | 4.7414 | 0.016395 | 77.27 | 77.29 | 127.96 | 1002.2 | 1130.2 | 0.2313 | 1.6174 | 1.8487 | 160.0 |
| 162.0 | 4.9722 | 0.016406 | 73.90 | 73.92 | 129.96 | 1001.0 | 1131.0 | 0.2345 | 1.6103 | 1.8448 | 162.0 |
| 164.0 | 5.2124 | 0.016417 | 70.70 | 70.72 | 131.96 | 999.8 | 1131.8 | 0.2377 | 1.6032 | 1.8409 | 164.0 |
| 166.0 | 5.4623 | 0.016428 | 67.67 | 67.68 | 133.97 | 998.6 | 1132.6 | 0.2409 | 1.5961 | 1.8371 | 166.0 |
| 168.0 | 5.7223 | 0.016440 | 64.78 | 64.80 | 135.97 | 997.4 | 1133.4 | 0.2441 | 1.5892 | 1.8333 | 168.0 |
| 170.0 | 5.9926 | 0.016451 | 62.04 | 62.06 | 137.97 | 996.2 | 1134.2 | 0.2473 | 1.5822 | 1.8295 | 170.0 |
| 172.0 | 6.2736 | 0.016463 | 59.43 | 59.45 | 139.98 | 995.0 | 1135.0 | 0.2505 | 1.5753 | 1.8258 | 172.0 |
| 174.0 | 6.5656 | 0.016474 | 56.95 | 56.97 | 141.98 | 993.8 | 1135.8 | 0.2537 | 1.5684 | 1.8221 | 174.0 |
| 176.0 | 6.8690 | 0.016486 | 54.59 | 54.61 | 143.99 | 992.6 | 1136.6 | 0.2568 | 1.5616 | 1.8184 | 176.0 |
| 178.0 | 7.1840 | 0.016498 | 52.35 | 52.36 | 145.99 | 991.4 | 1137.4 | 0.2600 | 1.5548 | 1.8147 | 178.0 |

## B 13 Propiedades de vapor saturado ($H_2O$): Temperaturas (continuación)

| Temp. °F t | Presión absoluta lbf/plg² p | Volumen específico Liq. sat. $v_f$ | Evap. $v_{fg}$ | Vapor sat. $v_g$ | Entalpía Liq. sat. $h_f$ | Evap. $h_{fg}$ | Vapor sat. $h_g$ | Entropía Liq. sat. $s_f$ | Evap. $s_{fg}$ | Vapor sat. $s_g$ | Temp. °F t |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 180.0 | 7.5110 | 0.016510 | 50.21 | 50.22 | 148.00 | 990.2 | 1138.2 | 0.2631 | 1.5480 | 1.8111 | 180.0 |
| 182.0 | 7.850 | 0.016522 | 48.172 | 48.189 | 150.01 | 989.0 | 1139.0 | 0.2662 | 1.5413 | 1.8075 | 182.0 |
| 184.0 | 8.203 | 0.016534 | 46.232 | 46.249 | 152.01 | 987.8 | 1139.8 | 0.2694 | 1.5346 | 1.8040 | 184.0 |
| 186.0 | 8.568 | 0.016547 | 44.383 | 44.400 | 154.02 | 986.5 | 1140.5 | 0.2725 | 1.5279 | 1.8004 | 186.0 |
| 188.0 | 8.947 | 0.016559 | 42.621 | 42.638 | 156.03 | 985.3 | 1141.3 | 0.2756 | 1.5213 | 1.7969 | 188.0 |
| 190.0 | 9.340 | 0.016572 | 40.941 | 40.957 | 158.04 | 984.1 | 1142.1 | 0.2787 | 1.5148 | 1.7934 | 190.0 |
| 192.0 | 9.747 | 0.016585 | 39.337 | 39.354 | 160.05 | 982.8 | 1142.9 | 0.2818 | 1.5082 | 1.7900 | 192.0 |
| 194.0 | 10.168 | 0.016598 | 37.808 | 37.824 | 162.05 | 981.6 | 1143.7 | 0.2848 | 1.5017 | 1.7865 | 194.0 |
| 196.0 | 10.605 | 0.016611 | 36.348 | 36.364 | 164.06 | 980.4 | 1144.4 | 0.2879 | 1.4952 | 1.7831 | 196.0 |
| 198.0 | 11.058 | 0.016624 | 34.954 | 34.970 | 166.08 | 979.1 | 1145.2 | 0.2910 | 1.4888 | 1.7798 | 198.0 |
| 200.0 | 11.526 | 0.016637 | 33.622 | 33.639 | 168.09 | 977.9 | 1146.0 | 0.2940 | 1.4824 | 1.7764 | 200.0 |
| 204.0 | 12.512 | 0.016664 | 31.135 | 31.151 | 172.11 | 975.4 | 1147.5 | 0.3001 | 1.4697 | 1.7698 | 204.0 |
| 208.0 | 13.568 | 0.016691 | 28.862 | 28.878 | 176.14 | 972.8 | 1149.0 | 0.3061 | 1.4571 | 1.7632 | 208.0 |
| 212.0 | 14.696 | 0.016719 | 26.782 | 26.799 | 180.17 | 970.3 | 1150.5 | 0.3121 | 1.4447 | 1.7568 | 212.0 |
| 216.0 | 15.901 | 0.016747 | 24.878 | 24.894 | 184.20 | 967.8 | 1152.0 | 0.3181 | 1.4323 | 1.7505 | 216.0 |
| 220.0 | 17.186 | 0.016775 | 23.131 | 23.148 | 188.23 | 965.2 | 1153.4 | 0.3241 | 1.4201 | 1.7442 | 220.0 |
| 224.0 | 18.556 | 0.016805 | 21.529 | 21.545 | 192.27 | 962.6 | 1154.9 | 0.3300 | 1.4081 | 1.7380 | 224.0 |
| 228.0 | 20.015 | 0.016834 | 20.056 | 20.073 | 196.31 | 960.0 | 1156.3 | 0.3359 | 1.3961 | 1.7320 | 228.0 |
| 232.0 | 21.567 | 0.016864 | 18.701 | 18.718 | 200.35 | 957.4 | 1157.8 | 0.3417 | 1.3842 | 1.7260 | 232.0 |
| 236.0 | 23.216 | 0.016895 | 17.454 | 17.471 | 204.40 | 954.8 | 1159.2 | 0.3476 | 1.3725 | 1.7201 | 236.0 |
| 240.0 | 24.968 | 0.016926 | 16.304 | 16.321 | 208.45 | 952.1 | 1160.6 | 0.3533 | 1.3609 | 1.7142 | 240.0 |
| 244.0 | 26.826 | 0.016958 | 15.243 | 15.260 | 212.50 | 949.5 | 1162.0 | 0.3591 | 1.3494 | 1.7085 | 244.0 |
| 248.0 | 28.796 | 0.016990 | 14.264 | 14.281 | 216.56 | 946.8 | 1163.4 | 0.3649 | 1.3379 | 1.7028 | 248.0 |
| 252.0 | 30.883 | 0.017022 | 13.358 | 13.375 | 220.62 | 944.1 | 1164.7 | 0.3706 | 1.3266 | 1.6972 | 252.0 |
| 256.0 | 33.091 | 0.017055 | 12.520 | 12.538 | 224.69 | 941.4 | 1166.1 | 0.3763 | 1.3154 | 1.6917 | 256.0 |
| 260.0 | 35.427 | 0.017089 | 11.745 | 11.762 | 228.76 | 938.6 | 1167.4 | 0.3819 | 1.3043 | 1.6862 | 260.0 |
| 264.0 | 37.894 | 0.017123 | 11.025 | 11.042 | 232.83 | 935.9 | 1168.7 | 0.3876 | 1.2933 | 1.6808 | 264.0 |
| 268.0 | 40.500 | 0.017157 | 10.358 | 10.375 | 236.91 | 933.1 | 1170.0 | 0.3932 | 1.2823 | 1.6755 | 268.0 |
| 272.0 | 43.249 | 0.017193 | 9.738 | 9.755 | 240.99 | 930.3 | 1171.3 | 0.3987 | 1.2715 | 1.6702 | 272.0 |
| 276.0 | 46.147 | 0.017228 | 9.162 | 9.180 | 245.08 | 927.5 | 1172.5 | 0.4043 | 1.2607 | 1.6650 | 276.0 |
| 280.0 | 49.200 | 0.017264 | 8.627 | 8.644 | 249.17 | 924.6 | 1173.8 | 0.4098 | 1.2501 | 1.6599 | 280.0 |
| 284.0 | 52.414 | 0.01730 | 8.1280 | 8.1453 | 253.3 | 921.7 | 1175.0 | 0.4154 | 1.2395 | 1.6548 | 284.0 |
| 288.0 | 55.795 | 0.01734 | 7.6634 | 7.6807 | 257.4 | 918.8 | 1176.2 | 0.4208 | 1.2290 | 1.6498 | 288.0 |
| 292.0 | 59.350 | 0.01738 | 7.2301 | 7.2475 | 261.5 | 915.9 | 1177.4 | 0.4263 | 1.2186 | 1.6449 | 292.0 |
| 296.0 | 63.084 | 0.01741 | 6.8259 | 6.8433 | 265.6 | 913.0 | 1178.6 | 0.4317 | 1.2082 | 1.6400 | 296.0 |
| 300.0 | 67.005 | 0.01745 | 6.4483 | 6.4658 | 269.7 | 910.0 | 1179.7 | 0.4372 | 1.1979 | 1.6351 | 300.0 |
| 304.0 | 71.119 | 0.01749 | 6.0955 | 6.1130 | 273.8 | 907.0 | 1180.9 | 0.4426 | 1.1877 | 1.6303 | 304.0 |
| 308.0 | 75.433 | 0.01753 | 5.7655 | 5.7830 | 278.0 | 904.0 | 1182.0 | 0.4479 | 1.1776 | 1.6256 | 308.0 |
| 312.0 | 79.953 | 0.01757 | 5.4566 | 5.4742 | 282.1 | 901.0 | 1183.1 | 0.4533 | 1.1676 | 1.6209 | 312.0 |
| 316.0 | 84.688 | 0.01761 | 5.1673 | 5.1849 | 286.3 | 897.9 | 1184.1 | 0.4586 | 1.1576 | 1.6162 | 316.0 |
| 320.0 | 89.643 | 0.01766 | 4.8961 | 4.9138 | 290.4 | 894.8 | 1185.2 | 0.4640 | 1.1477 | 1.6116 | 320.0 |
| 324.0 | 94.826 | 0.01770 | 4.6418 | 4.6595 | 294.6 | 891.6 | 1186.2 | 0.4692 | 1.1378 | 1.6071 | 324.0 |
| 328.0 | 100.245 | 0.01774 | 4.4030 | 4.4208 | 298.7 | 888.5 | 1187.2 | 0.4745 | 1.1280 | 1.6025 | 328.0 |
| 332.0 | 105.907 | 0.01779 | 4.1788 | 4.1966 | 302.9 | 885.3 | 1188.2 | 0.4798 | 1.1183 | 1.5981 | 332.0 |
| 336.0 | 111.820 | 0.01783 | 3.9681 | 3.9859 | 307.1 | 882.1 | 1189.1 | 0.4850 | 1.1086 | 1.5936 | 336.0 |
| 340.0 | 117.992 | 0.01787 | 3.7699 | 3.7878 | 311.3 | 878.8 | 1190.1 | 0.4902 | 1.0990 | 1.5892 | 340.0 |
| 344.0 | 124.430 | 0.01792 | 3.5834 | 3.6013 | 315.5 | 875.5 | 1191.0 | 0.4954 | 1.0894 | 1.5849 | 344.0 |
| 348.0 | 131.142 | 0.01797 | 3.4078 | 3.4258 | 319.7 | 872.2 | 1191.1 | 0.5006 | 1.0799 | 1.5806 | 348.0 |
| 352.0 | 138.138 | 0.01801 | 3.2423 | 3.2603 | 323.9 | 868.9 | 1192.7 | 0.5058 | 1.0705 | 1.5763 | 352.0 |
| 356.0 | 145.424 | 0.01806 | 3.0863 | 3.1044 | 328.1 | 865.5 | 1193.6 | 0.5110 | 1.0611 | 1.5721 | 356.0 |
| 360.0 | 153.010 | 0.01811 | 2.9392 | 2.9573 | 332.3 | 862.1 | 1194.4 | 0.5161 | 1.0517 | 1.5678 | 360.0 |
| 364.0 | 160.903 | 0.01816 | 2.8002 | 2.8184 | 336.5 | 858.6 | 1195.2 | 0.5212 | 1.0424 | 1.5637 | 364.0 |
| 368.0 | 169.113 | 0.01821 | 2.6691 | 2.6873 | 340.8 | 855.1 | 1195.9 | 0.5263 | 1.0332 | 1.5595 | 368.0 |
| 372.0 | 177.648 | 0.01826 | 2.5451 | 2.5633 | 345.0 | 851.6 | 1196.7 | 0.5314 | 1.0240 | 1.5554 | 372.0 |
| 376.0 | 186.517 | 0.01831 | 2.4279 | 2.4462 | 349.3 | 848.1 | 1197.4 | 0.5365 | 1.0148 | 1.5513 | 376.0 |
| 380.0 | 195.729 | 0.01836 | 2.3170 | 2.3353 | 353.6 | 844.5 | 1198.0 | 0.5416 | 1.0057 | 1.5473 | 380.0 |
| 384.0 | 205.294 | 0.01842 | 2.2120 | 2.2304 | 357.9 | 840.8 | 1198.7 | 0.5466 | 0.9966 | 1.5432 | 384.0 |
| 388.0 | 215.220 | 0.01847 | 2.1126 | 2.1311 | 362.2 | 837.2 | 1199.3 | 0.5516 | 0.9876 | 1.5392 | 388.0 |
| 392.0 | 225.516 | 0.01853 | 2.0184 | 2.0369 | 366.5 | 833.4 | 1199.9 | 0.5567 | 0.9786 | 1.5352 | 392.0 |
| 396.0 | 236.193 | 0.01858 | 1.9291 | 1.9477 | 370.8 | 829.7 | 1200.4 | 0.5617 | 0.9696 | 1.5313 | 396.0 |
| 400.0 | 247.259 | 0.01864 | 1.8444 | 1.8630 | 375.1 | 825.9 | 1201.0 | 0.5667 | 0.9607 | 1.5274 | 400.0 |
| 404.0 | 258.725 | 0.01870 | 1.7640 | 1.7827 | 379.4 | 822.0 | 1201.5 | 0.5717 | 0.9518 | 1.5234 | 404.0 |
| 408.0 | 270.600 | 0.01875 | 1.6877 | 1.7064 | 383.8 | 818.2 | 1201.9 | 0.5766 | 0.9429 | 1.5195 | 408.0 |
| 412.0 | 282.894 | 0.01881 | 1.6152 | 1.6340 | 388.1 | 814.2 | 1202.4 | 0.5816 | 0.9341 | 1.5157 | 412.0 |
| 416.0 | 295.617 | 0.01887 | 1.5463 | 1.5651 | 392.5 | 810.2 | 1202.8 | 0.5866 | 0.9253 | 1.5118 | 416.0 |
| 420.0 | 308.780 | 0.01894 | 1.4808 | 1.4997 | 396.9 | 806.2 | 1203.1 | 0.5915 | 0.9165 | 1.5080 | 420.0 |
| 424.0 | 322.391 | 0.01900 | 1.4184 | 1.4374 | 401.3 | 802.2 | 1203.5 | 0.5964 | 0.9077 | 1.5042 | 424.0 |
| 428.0 | 336.463 | 0.01906 | 1.3591 | 1.3782 | 405.7 | 798.0 | 1203.7 | 0.6014 | 0.8990 | 1.5004 | 428.0 |
| 432.0 | 351.00 | 0.01913 | 1.30266 | 1.32179 | 410.1 | 793.9 | 1204.0 | 0.6063 | 0.8903 | 1.4966 | 432.0 |
| 436.0 | 366.03 | 0.01919 | 1.24887 | 1.26806 | 414.6 | 789.7 | 1204.2 | 0.6112 | 0.8816 | 1.4928 | 436.0 |
| 440.0 | 381.54 | 0.01926 | 1.19761 | 1.21687 | 419.0 | 785.4 | 1204.4 | 0.6161 | 0.8729 | 1.4890 | 440.0 |
| 444.0 | 397.56 | 0.01933 | 1.14874 | 1.16806 | 423.5 | 781.1 | 1204.6 | 0.6210 | 0.8643 | 1.4853 | 444.0 |
| 448.0 | 414.09 | 0.01940 | 1.10212 | 1.12152 | 428.0 | 776.7 | 1204.7 | 0.6259 | 0.8557 | 1.4815 | 448.0 |
| 452.0 | 431.14 | 0.01947 | 1.05764 | 1.07711 | 432.5 | 772.3 | 1204.8 | 0.6308 | 0.8471 | 1.4778 | 452.0 |
| 456.0 | 448.73 | 0.01954 | 1.01518 | 1.03472 | 437.0 | 767.8 | 1204.8 | 0.6356 | 0.8385 | 1.4741 | 456.0 |

## B 13 Propiedades de vapor saturado ($H_2O$): Temperaturas (conclusión)

| Temp. °F t | Presión absoluta lbf/pig² p | Volumen específico Líq. sat. $v_f$ | Evap. $v_{fg}$ | Vapor sat. $v_g$ | Entalpía Líq. sat. $h_f$ | Evap. $h_{fg}$ | Vapor sat. $h_g$ | Entropía Líq. sat. $s_f$ | Evap. $s_{fg}$ | Vapor sat. $s_g$ | Temp. °F t |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **460.0** | 466.87 | 0.01961 | 0.97463 | 0.99424 | 441.5 | 763.2 | 1204.8 | 0.6405 | 0.8299 | 1.4704 | **460.0** |
| **464.0** | 485.56 | 0.01969 | 0.93588 | 0.95557 | 446.1 | 758.6 | 1204.7 | 0.6454 | 0.8213 | 1.4667 | **464.0** |
| **468.0** | 504.83 | 0.01976 | 0.89885 | 0.91862 | 450.7 | 754.0 | 1204.6 | 0.6502 | 0.8127 | 1.4629 | **468.0** |
| **472.0** | 524.67 | 0.01984 | 0.86345 | 0.88329 | 455.2 | 749.3 | 1204.5 | 0.6551 | 0.8042 | 1.4592 | **472.0** |
| **476.0** | 545.11 | 0.01992 | 0.82958 | 0.84950 | 459.9 | 744.5 | 1204.3 | 0.6599 | 0.7956 | 1.4555 | **476.0** |
| **480.0** | 566.15 | 0.02000 | 0.79716 | 0.81717 | 464.5 | 739.6 | 1204.1 | 0.6648 | 0.7871 | 1.4518 | **480.0** |
| **484.0** | 587.81 | 0.02009 | 0.76613 | 0.78622 | 469.1 | 734.7 | 1203.8 | 0.6696 | 0.7785 | 1.4481 | **484.0** |
| **488.0** | 610.10 | 0.02017 | 0.73641 | 0.75658 | 473.8 | 729.7 | 1203.5 | 0.6745 | 0.7700 | 1.4444 | **488.0** |
| **492.0** | 633.03 | 0.02026 | 0.70794 | 0.72820 | 478.5 | 724.6 | 1203.1 | 0.6793 | 0.7614 | 1.4407 | **492.0** |
| **496.0** | 656.61 | 0.02034 | 0.68065 | 0.70100 | 483.2 | 719.5 | 1202.7 | 0.6842 | 0.7528 | 1.4370 | **496.0** |
| **500.0** | 680.86 | 0.02043 | 0.65448 | 0.67492 | 487.9 | 714.3 | 1202.2 | 0.6890 | 0.7443 | 1.4333 | **500.0** |
| **504.0** | 705.78 | 0.02053 | 0.62938 | 0.64991 | 492.7 | 709.0 | 1201.7 | 0.6939 | 0.7357 | 1.4296 | **504.0** |
| **508.0** | 731.40 | 0.02062 | 0.60530 | 0.62592 | 497.5 | 703.7 | 1201.1 | 0.6987 | 0.7271 | 1.4258 | **508.0** |
| **512.0** | 757.72 | 0.02072 | 0.58218 | 0.60289 | 502.3 | 698.2 | 1200.5 | 0.7036 | 0.7185 | 1.4221 | **512.0** |
| **516.0** | 784.76 | 0.02081 | 0.55997 | 0.58079 | 507.1 | 692.7 | 1199.8 | 0.7085 | 0.7099 | 1.4183 | **516.0** |
| **520.0** | 812.53 | 0.02091 | 0.53864 | 0.55956 | 512.0 | 687.0 | 1199.0 | 0.7133 | 0.7013 | 1.4146 | **520.0** |
| **524.0** | 841.04 | 0.02102 | 0.51814 | 0.53916 | 516.9 | 681.3 | 1198.2 | 0.7182 | 0.6926 | 1.4108 | **524.0** |
| **528.0** | 870.31 | 0.02112 | 0.49843 | 0.51955 | 521.8 | 675.5 | 1197.3 | 0.7231 | 0.6839 | 1.4070 | **528.0** |
| **532.0** | 900.34 | 0.02123 | 0.47947 | 0.50070 | 526.8 | 669.6 | 1196.4 | 0.7280 | 0.6752 | 1.4032 | **532.0** |
| **536.0** | 931.17 | 0.02134 | 0.46123 | 0.48257 | 531.7 | 663.6 | 1195.4 | 0.7329 | 0.6665 | 1.3993 | **536.0** |
| **540.0** | 962.79 | 0.02146 | 0.44367 | 0.46513 | 536.8 | 657.5 | 1194.3 | 0.7378 | 0.6577 | 1.3954 | **540.0** |
| **544.0** | 995.22 | 0.02157 | 0.42677 | 0.44834 | 541.8 | 651.3 | 1193.1 | 0.7427 | 0.6489 | 1.3915 | **544.0** |
| **548.0** | 1028.49 | 0.02169 | 0.41048 | 0.43217 | 546.9 | 645.0 | 1191.9 | 0.7476 | 0.6400 | 1.3876 | **548.0** |
| **552.0** | 1062.59 | 0.02182 | 0.39479 | 0.41660 | 552.0 | 638.5 | 1190.6 | 0.7525 | 0.6311 | 1.3837 | **552.0** |
| **556.0** | 1097.55 | 0.02194 | 0.37966 | 0.40160 | 557.2 | 632.0 | 1189.2 | 0.7575 | 0.6222 | 1.3797 | **556.0** |
| **560.0** | 1133.38 | 0.02207 | 0.36507 | 0.38714 | 562.4 | 625.3 | 1187.7 | 0.7625 | 0.6132 | 1.3757 | **560.0** |
| **564.0** | 1170.10 | 0.02221 | 0.35099 | 0.37320 | 567.6 | 618.5 | 1186.1 | 0.7674 | 0.6041 | 1.3716 | **564.0** |
| **568.0** | 1207.72 | 0.02235 | 0.33741 | 0.35975 | 572.9 | 611.5 | 1184.5 | 0.7725 | 0.5950 | 1.3675 | **568.0** |
| **572.0** | 1246.26 | 0.02249 | 0.32429 | 0.34678 | 578.3 | 604.5 | 1182.7 | 0.7775 | 0.5859 | 1.3634 | **572.0** |
| **576.0** | 1285.74 | 0.02264 | 0.31162 | 0.33426 | 583.7 | 597.2 | 1180.9 | 0.7825 | 0.5766 | 1.3592 | **576.0** |
| **580.0** | 1326.17 | 0.02279 | 0.29937 | 0.32216 | 589.1 | 589.9 | 1179.0 | 0.7876 | 0.5673 | 1.3550 | **580.0** |
| **584.0** | 1367.7 | 0.02295 | 0.28753 | 0.31048 | 594.6 | 582.4 | 1176.9 | 0.7927 | 0.5580 | 1.3507 | **584.0** |
| **588.0** | 1410.0 | 0.02311 | 0.27608 | 0.29919 | 600.1 | 574.7 | 1174.8 | 0.7978 | 0.5485 | 1.3464 | **588.0** |
| **592.0** | 1453.3 | 0.02328 | 0.26499 | 0.28827 | 605.7 | 566.8 | 1172.6 | 0.8030 | 0.5390 | 1.3420 | **592.0** |
| **596.0** | 1497.8 | 0.02345 | 0.25425 | 0.27770 | 611.4 | 558.8 | 1170.2 | 0.8082 | 0.5293 | 1.3375 | **596.0** |
| **600.0** | 1543.2 | 0.02364 | 0.24384 | 0.26747 | 617.1 | 550.6 | 1167.7 | 0.8134 | 0.5196 | 1.3330 | **600.0** |
| **604.0** | 1589.7 | 0.02382 | 0.23374 | 0.25757 | 622.9 | 542.2 | 1165.1 | 0.8187 | 0.5097 | 1.3284 | **604.0** |
| **608.0** | 1637.3 | 0.02402 | 0.22394 | 0.24796 | 628.8 | 533.6 | 1162.4 | 0.8240 | 0.4997 | 1.3238 | **608.0** |
| **612.0** | 1686.1 | 0.02422 | 0.21442 | 0.23865 | 634.8 | 524.7 | 1159.5 | 0.8294 | 0.4896 | 1.3190 | **612.0** |
| **616.0** | 1735.9 | 0.02444 | 0.20516 | 0.22960 | 640.8 | 515.6 | 1156.4 | 0.8348 | 0.4794 | 1.3141 | **616.0** |
| **620.0** | 1786.9 | 0.02466 | 0.19615 | 0.22081 | 646.9 | 506.3 | 1153.2 | 0.8403 | 0.4689 | 1.3092 | **620.0** |
| **624.0** | 1839.0 | 0.02489 | 0.18737 | 0.21226 | 653.1 | 496.6 | 1149.8 | 0.8458 | 0.4583 | 1.3041 | **624.0** |
| **628.0** | 1892.4 | 0.02514 | 0.17880 | 0.20394 | 659.5 | 486.7 | 1146.1 | 0.8514 | 0.4474 | 1.2988 | **628.0** |
| **632.0** | 1947.0 | 0.02539 | 0.17044 | 0.19583 | 665.9 | 476.4 | 1142.2 | 0.8571 | 0.4364 | 1.2934 | **632.0** |
| **636.0** | 2002.8 | 0.02566 | 0.16226 | 0.18792 | 672.4 | 465.7 | 1138.1 | 0.8628 | 0.4251 | 1.2879 | **636.0** |
| **640.0** | 2059.9 | 0.02595 | 0.15427 | 0.18021 | 679.1 | 454.6 | 1133.7 | 0.8686 | 0.4134 | 1.2821 | **640.0** |
| **644.0** | 2118.3 | 0.02625 | 0.14644 | 0.17269 | 685.9 | 443.1 | 1129.0 | 0.8746 | 0.4015 | 1.2761 | **644.0** |
| **648.0** | 2178.1 | 0.02657 | 0.13876 | 0.16534 | 692.9 | 431.1 | 1124.0 | 0.8806 | 0.3893 | 1.2699 | **648.0** |
| **652.0** | 2239.2 | 0.02691 | 0.13124 | 0.15816 | 700.0 | 418.7 | 1118.7 | 0.8868 | 0.3767 | 1.2634 | **652.0** |
| **656.0** | 2301.7 | 0.02728 | 0.12387 | 0.15115 | 707.4 | 405.7 | 1113.1 | 0.8931 | 0.3637 | 1.2567 | **656.0** |
| **660.0** | 2365.7 | 0.02768 | 0.11663 | 0.14431 | 714.9 | 392.1 | 1107.0 | 0.8995 | 0.3502 | 1.2498 | **660.0** |
| **664.0** | 2431.1 | 0.02811 | 0.10947 | 0.13757 | 722.9 | 377.7 | 1100.6 | 0.9064 | 0.3361 | 1.2425 | **664.0** |
| **668.0** | 2498.1 | 0.02858 | 0.10229 | 0.13087 | 731.5 | 362.1 | 1093.5 | 0.9137 | 0.3210 | 1.2347 | **668.0** |
| **672.0** | 2566.6 | 0.02911 | 0.09514 | 0.12424 | 740.2 | 345.7 | 1085.9 | 0.9212 | 0.3054 | 1.2266 | **672.0** |
| **676.0** | 2636.8 | 0.02970 | 0.08799 | 0.11769 | 749.2 | 328.5 | 1077.6 | 0.9287 | 0.2892 | 1.2179 | **676.0** |
| **680.0** | 2708.6 | 0.03037 | 0.08080 | 0.11117 | 758.5 | 310.1 | 1068.5 | 0.9365 | 0.2720 | 1.2086 | **680.0** |
| **684.0** | 2782.1 | 0.03114 | 0.07349 | 0.10463 | 768.2 | 290.2 | 1058.4 | 0.9447 | 0.2537 | 1.1984 | **684.0** |
| **688.0** | 2857.4 | 0.03204 | 0.06595 | 0.09799 | 778.8 | 268.2 | 1047.0 | 0.9535 | 0.2337 | 1.1872 | **688.0** |
| **692.0** | 2934.5 | 0.03313 | 0.05797 | 0.09110 | 790.5 | 243.1 | 1033.6 | 0.9634 | 0.2110 | 1.1744 | **692.0** |
| **696.0** | 3013.4 | 0.03455 | 0.04916 | 0.08371 | 804.4 | 212.8 | 1017.2 | 0.9749 | 0.1841 | 1.1591 | **696.0** |
| **700.0** | 3094.3 | 0.03662 | 0.03857 | 0.07519 | 822.4 | 172.7 | 995.2 | 0.9901 | 0.1490 | 1.1390 | **700.0** |
| **702.0** | 3135.5 | 0.03824 | 0.03173 | 0.06997 | 835.0 | 144.7 | 979.7 | 1.0006 | 0.1246 | 1.1252 | **702.0** |
| **704.0** | 3177.2 | 0.04108 | 0.02192 | 0.06300 | 854.2 | 102.0 | 956.2 | 1.0169 | 0.0876 | 1.1046 | **704.0** |
| **705.0** | 3198.3 | 0.04427 | 0.01304 | 0.05730 | 873.0 | 61.4 | 934.4 | 1.0329 | 0.0527 | 1.0856 | **705.0** |
| **705.47*** | 3208.2 | 0.05078 | 0.00000 | 0.05078 | 906.0 | 0.0 | 906.0 | 1.0612 | 0.0000 | 1.0612 | **705.47*** |

*Temperatura crítica

## B 14 Propiedades de vapor saturado ($H_2O$): Presiones

| Presión absoluta lbf plg² p | Temp. °F t | Volumen específico Líq. sat. $v_f$ | Evap. $v_{fg}$ | Vapor sat. $v_g$ | Entalpía Líq. sat. $h_f$ | Evap. $h_{fg}$ | Vapor sat. $h_g$ | Entropía Líq. sat. $s_f$ | Evap. $s_{fg}$ | Vapor sat. $s_g$ | Presión absoluta lbf plg² p |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **0.08865** | 32 018 | 0 016022 | 3302 4 | 3302 4 | 0 0003 | 1075 5 | 1075 5 | 0 0000 | 2 1872 | 2 1872 | **0.08865** |
| **0.25** | 59 323 | 0 016032 | 1235 5 | 1235 5 | 27 382 | 1060 1 | 1087 4 | 0 0542 | 2 0425 | 2 0967 | **0.25** |
| **0.50** | 79 586 | 0.016071 | 641 5 | 641 5 | 47 623 | 1048 6 | 1096 3 | 0 0925 | 1 9446 | 2 0370 | **0.50** |
| **1.0** | 101 74 | 0.016136 | 333 59 | 333 60 | 69 73 | 1036 1 | 1105 8 | 0 1326 | 1 8455 | 1 9781 | **1.0** |
| **5.0** | 162 24 | 0.016407 | 73 515 | 73 532 | 130 20 | 1000 9 | 1131 1 | 0 2349 | 1 6094 | 1 8443 | **5.0** |
| **10.0** | 193 21 | 0.016592 | 38 404 | 38 420 | 161 26 | 982 1 | 1143 3 | 0 2836 | 1 5043 | 1 7879 | **10.0** |
| **14.696** | 212 00 | 0 016719 | 26 782 | 26 799 | 180 17 | 970 3 | 1150 5 | 0 3121 | 1 4447 | 1 7568 | **14.696** |
| **15.0** | 213.03 | 0 016726 | 26 274 | 26 290 | 181 21 | 969 7 | 1150 9 | 0 3137 | 1 4415 | 1 7552 | **15.0** |
| **20.0** | 227 96 | 0.016834 | 20 070 | 20 087 | 196 27 | 960 1 | 1156 3 | 0 3358 | 1 3962 | 1 7320 | **20.0** |
| **30.0** | 250 34 | 0 017009 | 13 7266 | 13 7436 | 218 9 | 945 2 | 1164 1 | 0 3682 | 1 3313 | 1 6995 | **30.0** |
| **40.0** | 267 25 | 0 017151 | 10 4794 | 10 4965 | 236 1 | 933 6 | 1169 8 | 0 3921 | 1 2844 | 1 6765 | **40.0** |
| **50.0** | 281 02 | 0 017274 | 8 4967 | 8 5140 | 250 2 | 923 9 | 1174 1 | 0 4112 | 1 2474 | 1 6586 | **50.0** |
| **60.0** | 292 71 | 0 017383 | 7 1562 | 7 1736 | 262 2 | 915 4 | 1177 6 | 0 4273 | 1 2167 | 1 6440 | **60.0** |
| **70.0** | 302 93 | 0 017482 | 6 1875 | 6 2050 | 272 7 | 907 8 | 1180 6 | 0 4411 | 1 1905 | 1 6316 | **70.0** |
| **80.0** | 312 04 | 0 017573 | 5 4536 | 5 4711 | 282 1 | 900 9 | 1183 1 | 0 4534 | 1 1675 | 1 6208 | **80.0** |
| **90.0** | 320 28 | 0 017659 | 4 8779 | 4 8953 | 290 7 | 894 6 | 1185 3 | 0 4643 | 1 1470 | 1 6113 | **90.0** |
| **100.0** | 327 82 | 0 017740 | 4 4133 | 4 4310 | 298 5 | 888 6 | 1187 2 | 0 4743 | 1 1284 | 1 6027 | **100.0** |
| **110.0** | 334 79 | 0 01782 | 4 0306 | 4 0484 | 305 8 | 883 1 | 1188 9 | 0 4834 | 1 1115 | 1 5950 | **110.0** |
| **120.0** | 341 27 | 0 01789 | 3 7097 | 3 7275 | 312 6 | 877 8 | 1190 4 | 0 4919 | 1 0960 | 1 5879 | **120.0** |
| **130.0** | 347 33 | 0 01796 | 3 4364 | 3 4544 | 319 0 | 872 8 | 1191 7 | 0 4998 | 1 0815 | 1 5813 | **130.0** |
| **140.0** | 353 04 | 0 01803 | 3 2010 | 3 2190 | 325 0 | 868 0 | 1193 0 | 0 5071 | 1 0681 | 1 5752 | **140.0** |
| **150.0** | 358 43 | 0 01809 | 2 9958 | 3 0139 | 330 6 | 863 4 | 1194 1 | 0 5141 | 1 0554 | 1 5695 | **150.0** |
| **160.0** | 363 55 | 0 01815 | 2 8155 | 2 8336 | 336 1 | 859 0 | 1195 1 | 0 5206 | 1 0435 | 1 5641 | **160.0** |
| **170.0** | 368 42 | 0 01821 | 2 6556 | 2 6738 | 341 2 | 854 8 | 1196 0 | 0 5269 | 1 0322 | 1 5591 | **170.0** |
| **180.0** | 373 08 | 0 01827 | 2 5129 | 2 5312 | 346 2 | 850 7 | 1196 9 | 0 5328 | 1 0215 | 1 5543 | **180.0** |
| **190.0** | 377 53 | 0.01833 | 2 3847 | 2 4030 | 350 9 | 846 7 | 1197 6 | 0 5384 | 1 0113 | 1 5498 | **190.0** |
| **200.0** | 381 80 | 0 01839 | 2 2689 | 2 2873 | 355 5 | 842 8 | 1198 3 | 0 5438 | 1 0016 | 1 5454 | **200.0** |
| **210.0** | 385 91 | 0 01844 | 2 16373 | 2 18217 | 359 9 | 839 1 | 1199 0 | 0 5490 | 0 9923 | 1 5413 | **210.0** |
| **220.0** | 389 88 | 0 01850 | 2 06779 | 2 08629 | 364 2 | 835 4 | 1199 6 | 0 5540 | 0 9834 | 1 5374 | **220.0** |
| **230.0** | 393 70 | 0 01855 | 1 97991 | 1 99846 | 368 3 | 831 8 | 1200 1 | 0 5588 | 0 9748 | 1 5336 | **230.0** |
| **240.0** | 397 39 | 0 01860 | 1 89909 | 1 91769 | 372 3 | 828 4 | 1200 6 | 0 5634 | 0 9665 | 1 5299 | **240.0** |
| **250.0** | 400 97 | 0 01865 | 1 82452 | 1 84317 | 376 1 | 825 0 | 1201 1 | 0 5679 | 0 9585 | 1 5264 | **250.0** |
| **260.0** | 404 44 | 0 01870 | 1 75548 | 1 77418 | 379 9 | 821 6 | 1201 5 | 0 5722 | 0 9508 | 1 5230 | **260.0** |
| **270.0** | 407 80 | 0 01875 | 1 69137 | 1 71013 | 383 6 | 818 3 | 1201 9 | 0 5764 | 0 9433 | 1 5197 | **270.0** |
| **280.0** | 411 07 | 0 01880 | 1 63169 | 1 65049 | 387 1 | 815 1 | 1202 3 | 0 5805 | 0 9361 | 1 5166 | **280.0** |
| **290.0** | 414 25 | 0 01885 | 1 57597 | 1 59482 | 390 6 | 812 0 | 1202 6 | 0 5844 | 0 9291 | 1 5135 | **290.0** |
| **300.0** | 417 35 | 0 01889 | 1 52384 | 1 54274 | 394 0 | 808 9 | 1202 9 | 0 5882 | 0 9223 | 1 5105 | **300.0** |
| **350.0** | 431 73 | 0 01912 | 1 30642 | 1 32554 | 409 8 | 794 2 | 1204 0 | 0 6059 | 0 8909 | 1 4968 | **350.0** |
| **400.0** | 444 60 | 0 01934 | 1 14162 | 1 16095 | 424 2 | 780 4 | 1204 6 | 0 6217 | 0 8630 | 1 4847 | **400.0** |
| **450.0** | 456 28 | 0 01954 | 1 01224 | 1 03179 | 437 3 | 767 5 | 1204 8 | 0 6360 | 0 8378 | 1 4738 | **450.0** |
| **500.0** | 467 01 | 0 01975 | 0 90787 | 0 92762 | 449 5 | 755 1 | 1204 7 | 0 6490 | 0 8148 | 1 4639 | **500.0** |
| **550.0** | 476 94 | 0 01994 | 0 82183 | 0 84177 | 460 9 | 743 3 | 1204 3 | 0 6611 | 0 7936 | 1 4547 | **550.0** |
| **600.0** | 486 20 | 0 02013 | 0 74962 | 0 76975 | 471 7 | 732 0 | 1203 7 | 0 6723 | 0 7738 | 1 4461 | **600.0** |
| **650.0** | 494 89 | 0 02032 | 0 68811 | 0 70843 | 481 9 | 720 9 | 1202 8 | 0 6828 | 0 7552 | 1 4381 | **650.0** |
| **700.0** | 503 08 | 0 02050 | 0 63505 | 0 65556 | 491 6 | 710 2 | 1201 8 | 0 6928 | 0 7377 | 1 4304 | **700.0** |
| **750.0** | 510 84 | 0 02069 | 0 58880 | 0 60949 | 500 9 | 699 8 | 1200 7 | 0 7022 | 0 7210 | 1 4232 | **750.0** |
| **800.0** | 518 21 | 0 02087 | 0 54809 | 0 56896 | 509 8 | 689 6 | 1199 4 | 0 7111 | 0 7051 | 1 4163 | **800.0** |
| **850.0** | 525 24 | 0 02105 | 0 51197 | 0 53302 | 518 4 | 679 5 | 1198 0 | 0 7197 | 0 6899 | 1 4096 | **850.0** |
| **900.0** | 531 95 | 0 02123 | 0 47968 | 0 50091 | 526 7 | 669 7 | 1196 4 | 0 7279 | 0 6753 | 1 4032 | **900.0** |
| **950.0** | 538 39 | 0 02141 | 0 45064 | 0 47205 | 534 7 | 660 0 | 1194 7 | 0 7358 | 0 6612 | 1 3970 | **950.0** |
| **1000.0** | 544 58 | 0 02159 | 0 42436 | 0 44596 | 542 6 | 650 4 | 1192 9 | 0 7434 | 0 6476 | 1 3910 | **1000.0** |
| **1050.0** | 550 53 | 0 02177 | 0 40047 | 0 42224 | 550 1 | 640 9 | 1191 0 | 0 7507 | 0 6344 | 1 3851 | **1050.0** |
| **1100.0** | 556 28 | 0 02195 | 0 37863 | 0 40058 | 557 5 | 631 5 | 1189 1 | 0 7578 | 0 6216 | 1 3794 | **1100.0** |
| **1150.0** | 561 82 | 0 02214 | 0 35859 | 0 38073 | 564 8 | 622 2 | 1187 0 | 0 7647 | 0 6091 | 1 3738 | **1150.0** |
| **1200.0** | 567 19 | 0 02232 | 0 34013 | 0 36245 | 571 9 | 613 0 | 1184 8 | 0 7714 | 0 5969 | 1 3683 | **1200.0** |
| **1250.0** | 572 38 | 0 02250 | 0 32306 | 0 34556 | 578 8 | 603 8 | 1182 6 | 0 7780 | 0 5850 | 1 3630 | **1250.0** |
| **1300.0** | 577 42 | 0 02269 | 0 30722 | 0 32991 | 585 6 | 594 6 | 1180 2 | 0 7843 | 0 5733 | 1 3577 | **1300.0** |
| **1350.0** | 582 32 | 0 02288 | 0 29250 | 0 31537 | 592 3 | 585 4 | 1177 8 | 0 7906 | 0 5620 | 1 3525 | **1350.0** |
| **1400.0** | 587 07 | 0 02307 | 0 27871 | 0 30178 | 598 8 | 576 5 | 1175 3 | 0 7966 | 0 5507 | 1 3474 | **1400.0** |
| **1450.0** | 591 70 | 0 02327 | 0 26584 | 0 28911 | 605 3 | 567 4 | 1172 8 | 0 8026 | 0 5397 | 1 3423 | **1450.0** |
| **1500.0** | 596 20 | 0 02346 | 0 25372 | 0 27719 | 611 7 | 558 4 | 1170 1 | 0 8085 | 0 5288 | 1 3373 | **1500.0** |
| **1550.0** | 600 59 | 0 02366 | 0 24235 | 0 26601 | 618 0 | 549 4 | 1167 4 | 0 8142 | 0 5182 | 1 3324 | **1550.0** |
| **1600.0** | 604 87 | 0 02387 | 0 23159 | 0 25545 | 624 2 | 540 3 | 1164 5 | 0 8199 | 0 5076 | 1 3274 | **1600.0** |
| **1650.0** | 609 05 | 0 02407 | 0 22143 | 0 24551 | 630 4 | 531 3 | 1161 6 | 0 8254 | 0 4971 | 1 3225 | **1650.0** |
| **1700.0** | 613 13 | 0 02428 | 0 21178 | 0 23607 | 636 5 | 522 2 | 1158 6 | 0 8309 | 0 4867 | 1 3176 | **1700.0** |
| **1750.0** | 617 12 | 0 02450 | 0 20263 | 0 22713 | 642 5 | 513 1 | 1155 6 | 0 8363 | 0 4765 | 1 3128 | **1750.0** |
| **1800.0** | 621 02 | 0 02472 | 0 19390 | 0 21861 | 648 5 | 503 8 | 1152 3 | 0 8417 | 0 4662 | 1 3079 | **1800.0** |
| **1850.0** | 624 83 | 0 02495 | 0 18558 | 0 21052 | 654 5 | 494 6 | 1149 0 | 0 8470 | 0 4561 | 1 3030 | **1850.0** |
| **1900.0** | 628 56 | 0 02517 | 0 17761 | 0 20278 | 660 4 | 485 2 | 1145 6 | 0 8522 | 0 4459 | 1 2981 | **1900.0** |
| **1950.0** | 632 22 | 0 02541 | 0 16999 | 0 19540 | 666 3 | 475 8 | 1142 0 | 0 8574 | 0 4358 | 1 2931 | **1950.0** |
| **2000.0** | 635 80 | 0 02565 | 0 16266 | 0 18831 | 672 1 | 466 2 | 1138 3 | 0 8625 | 0 4256 | 1 2881 | **2000.0** |
| **2100.0** | 642 76 | 0 02615 | 0 14885 | 0 17501 | 683 8 | 446 7 | 1130 5 | 0 8727 | 0 4053 | 1 2780 | **2100.0** |
| **2200.0** | 649 45 | 0 02669 | 0 13603 | 0 16272 | 695 5 | 426 7 | 1122 2 | 0 8828 | 0 3848 | 1 2676 | **2200.0** |
| **2300.0** | 655 89 | 0 02727 | 0 12406 | 0 15133 | 707 2 | 406 0 | 1113 2 | 0 8929 | 0 3640 | 1 2569 | **2300.0** |
| **2400.0** | 662 11 | 0 02790 | 0 11287 | 0 14076 | 719 0 | 384 8 | 1103 7 | 0 9031 | 0 3430 | 1 2460 | **2400.0** |
| **2500.0** | 668 11 | 0 02859 | 0 10209 | 0 13068 | 731 7 | 361 6 | 1093 3 | 0 9139 | 0 3206 | 1 2345 | **2500.0** |
| **2600.0** | 673 91 | 0 02938 | 0 09172 | 0 12110 | 744 5 | 337 6 | 1082 0 | 0 9247 | 0 2977 | 1 2225 | **2600.0** |
| **2700.0** | 679 53 | 0 03029 | 0 08165 | 0 11194 | 757 3 | 312 3 | 1069 7 | 0 9356 | 0 2741 | 1 2097 | **2700.0** |
| **2800.0** | 684 96 | 0 03134 | 0 07171 | 0 10305 | 770 7 | 285 1 | 1055 8 | 0 9468 | 0 2491 | 1 1958 | **2800.0** |
| **2900.0** | 690 22 | 0 03262 | 0 06158 | 0 09420 | 785 1 | 254 7 | 1039 8 | 0 9588 | 0 2215 | 1 1803 | **2900.0** |
| **3000.0** | 695 33 | 0 03428 | 0 05073 | 0 08500 | 801 8 | 218 4 | 1020 3 | 0 9728 | 0 1891 | 1 1619 | **3000.0** |
| **3100.0** | 700 28 | 0 03681 | 0 03771 | 0 07452 | 824 0 | 169 3 | 993 3 | 0 9914 | 0 1460 | 1 1373 | **3100.0** |
| **3200.0** | 705 08 | 0 04472 | 0 01191 | 0 05663 | 875 5 | 56 1 | 931 6 | 1 0351 | 0 0482 | 1 0832 | **3200.0** |
| **3208.2** | 705 47 | 0 05078 | 0 00000 | 0 05078 | 906 0 | 0 0 | 906 0 | 1 0612 | 0 0000 | 1 0612 | **3208.2*** |

*Presión crítica

## B 15 Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$)

| Pres. abs. lbf/plg² (temp. sat.) | | Liq. sat. | Vapor sat. | Temperatura – °F 200 | 250 | 300 | 350 | 400 | 450 | 500 | 600 | 700 | 800 | 900 | 1000 | 1100 | 1200 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **1** (101.74) | Sh | | | 98.26 | 148.26 | 198.26 | 248.26 | 298.26 | 348.26 | 398.26 | 498.26 | 598.26 | 698.26 | 798.26 | 898.26 | 998.26 | 1098.26 |
| | v | 0.01614 | 333.6 | 392.5 | 422.4 | 452.3 | 482.1 | 511.9 | 541.7 | 571.5 | 631.1 | 690.7 | 750.2 | 809.8 | 869.4 | 929.1 | 988.7 |
| | h | 69.73 | 1105.8 | 1150.2 | 1172.9 | 1195.7 | 1218.7 | 1241.8 | 1265.1 | 1288.6 | 1336.1 | 1384.5 | 1431.0 | 1480.8 | 1531.4 | 1583.0 | 1635.4 |
| | s | 0.1326 | 1.9781 | 2.0509 | 2.0841 | 2.1152 | 2.1445 | 2.1722 | 2.1985 | 2.2237 | 2.2708 | 2.3144 | 2.3512 | 2.3892 | 2.4251 | 2.4592 | 2.4918 |
| **5** (162.24) | Sh | | | 37.76 | 87.76 | 137.76 | 187.76 | 237.76 | 287.76 | 337.76 | 437.76 | 537.76 | 637.76 | 737.76 | 837.76 | 937.76 | 1037.76 |
| | v | 0.01641 | 73.53 | 78.14 | 84.21 | 90.24 | 96.25 | 102.24 | 108.23 | 114.21 | 126.15 | 138.08 | 150.01 | 161.94 | 173.86 | 185.78 | 197.70 |
| | h | 130.20 | 1131.1 | 1148.6 | 1171.7 | 1194.8 | 1218.0 | 1241.3 | 1264.7 | 1288.2 | 1335.9 | 1384.3 | 1433.6 | 1483.7 | 1534.7 | 1586.7 | 1639.6 |
| | s | 0.2349 | 1.8443 | 1.8716 | 1.9054 | 1.9369 | 1.9664 | 1.9943 | 2.0208 | 2.0460 | 2.0932 | 2.1369 | 2.1776 | 2.2159 | 2.2521 | 2.2866 | 2.3194 |
| **10** (193.21) | Sh | | | 6.79 | 56.79 | 106.79 | 156.79 | 206.79 | 256.79 | 306.79 | 406.79 | 506.79 | 606.79 | 706.79 | 806.79 | 906.79 | 1006.79 |
| | v | 0.01659 | 38.42 | 38.84 | 41.93 | 44.98 | 48.02 | 51.03 | 54.04 | 57.04 | 63.03 | 69.00 | 74.98 | 80.94 | 86.91 | 92.87 | 98.84 |
| | h | 161.26 | 1143.3 | 1146.6 | 1170.2 | 1193.7 | 1217.1 | 1240.6 | 1264.1 | 1287.8 | 1335.5 | 1384.0 | 1433.4 | 1483.5 | 1534.6 | 1586.6 | 1639.5 |
| | s | 0.2836 | 1.7879 | 1.7928 | 1.8273 | 1.8593 | 1.8892 | 1.9173 | 1.9439 | 1.9692 | 2.0166 | 2.0603 | 2.1011 | 2.1394 | 2.1757 | 2.2101 | 2.2430 |
| * **14.696** (212.00) | Sh | | | | 38.00 | 88.00 | 138.00 | 188.00 | 238.00 | 288.00 | 388.00 | 488.00 | 588.00 | 688.00 | 788.00 | 888.00 | 988.00 |
| | v | 0.0167 | 26.828 | | 28.44 | 30.52 | 32.61 | 34.65 | 36.73 | 38.75 | 42.83 | 46.91 | 50.97 | 55.03 | 59.09 | 63.19 | 67.25 |
| | h | 180.07 | 1150.4 | | 1169.2 | 1192.0 | 1215.4 | 1238.9 | 1262.1 | 1285.4 | 1333.0 | 1381.4 | 1430.5 | 1480.4 | 1531.1 | 1582.7 | 1635.1 |
| | s | 0.3120 | 1.7566 | | 1.7838 | 1.8148 | 1.8446 | 1.8727 | 1.8989 | 1.9238 | 1.9709 | 2.0145 | 2.0551 | 2.0932 | 2.1292 | 2.1634 | 2.1960 |
| **15** (213.03) | Sh | | | | 36.97 | 86.97 | 136.97 | 186.97 | 236.97 | 286.97 | 386.97 | 486.97 | 586.97 | 686.97 | 786.97 | 886.97 | 986.97 |
| | v | 0.01673 | 26.290 | | 27.837 | 29.899 | 31.939 | 33.963 | 35.977 | 37.985 | 41.986 | 45.978 | 49.964 | 53.946 | 57.926 | 61.905 | 65.882 |
| | h | 181.21 | 1150.9 | | 1168.7 | 1192.5 | 1216.2 | 1239.9 | 1263.6 | 1287.3 | 1335.2 | 1383.8 | 1433.2 | 1483.4 | 1534.5 | 1586.5 | 1639.4 |
| | s | 0.3137 | 1.7552 | | 1.7809 | 1.8134 | 1.8437 | 1.8720 | 1.8988 | 1.9242 | 1.9717 | 2.0155 | 2.0563 | 2.0946 | 2.1309 | 2.1653 | 2.1982 |
| **20** (227.96) | Sh | | | | 22.04 | 72.04 | 122.04 | 172.04 | 222.04 | 272.04 | 372.04 | 472.04 | 572.04 | 672.04 | 772.04 | 872.04 | 972.04 |
| | v | 0.01683 | 20.087 | | 20.788 | 22.356 | 23.900 | 25.428 | 26.946 | 28.457 | 31.466 | 34.465 | 37.458 | 40.447 | 43.435 | 46.420 | 49.405 |
| | h | 196.27 | 1156.3 | | 1167.1 | 1191.4 | 1215.4 | 1239.2 | 1263.0 | 1286.9 | 1334.9 | 1383.5 | 1432.9 | 1483.2 | 1534.3 | 1586.3 | 1639.3 |
| | s | 0.3358 | 1.7320 | | 1.7475 | 1.7805 | 1.8111 | 1.8397 | 1.8666 | 1.8921 | 1.9397 | 1.9836 | 2.0244 | 2.0628 | 2.0991 | 2.1336 | 2.1665 |
| **25** (240.07) | Sh | | | | 9.93 | 59.93 | 109.93 | 159.93 | 209.93 | 259.93 | 359.93 | 459.93 | 559.93 | 659.93 | 759.93 | 859.93 | 959.93 |
| | v | 0.01693 | 16.301 | | 16.558 | 17.829 | 19.076 | 20.307 | 21.527 | 22.740 | 25.153 | 27.557 | 29.954 | 32.348 | 34.740 | 37.130 | 39.518 |
| | h | 208.52 | 1160.6 | | 1165.6 | 1190.2 | 1214.5 | 1238.5 | 1262.5 | 1286.4 | 1334.6 | 1383.3 | 1432.7 | 1483.0 | 1534.2 | 1586.2 | 1639.2 |
| | s | 0.3535 | 1.7141 | | 1.7212 | 1.7547 | 1.7856 | 1.8145 | 1.8415 | 1.8672 | 1.9149 | 1.9588 | 1.9997 | 2.0381 | 2.0744 | 2.1089 | 2.1418 |
| **30** (250.34) | Sh | | | | | 49.66 | 99.66 | 149.66 | 199.66 | 249.66 | 349.66 | 449.66 | 549.66 | 649.66 | 749.66 | 849.66 | 949.66 |
| | v | 0.01701 | 13.744 | | | 14.810 | 15.859 | 16.892 | 17.914 | 18.929 | 20.945 | 22.951 | 24.952 | 26.949 | 28.943 | 30.936 | 32.927 |
| | h | 218.93 | 1164.1 | | | 1189.0 | 1213.6 | 1237.8 | 1261.9 | 1286.0 | 1334.2 | 1383.0 | 1432.5 | 1482.8 | 1534.0 | 1586.1 | 1639.0 |
| | s | 0.3682 | 1.6995 | | | 1.7334 | 1.7647 | 1.7937 | 1.8210 | 1.8467 | 1.8946 | 1.9386 | 1.9795 | 2.0179 | 2.0543 | 2.0888 | 2.1217 |
| **35** (259.29) | Sh | | | | | 40.71 | 90.71 | 140.71 | 190.71 | 240.71 | 340.71 | 440.71 | 540.71 | 640.71 | 740.71 | 840.71 | 940.71 |
| | v | 0.01708 | 11.896 | | | 12.654 | 13.562 | 14.453 | 15.334 | 16.207 | 17.939 | 19.662 | 21.379 | 23.092 | 24.803 | 26.512 | 28.220 |
| | h | 228.03 | 1167.1 | | | 1187.8 | 1212.7 | 1237.1 | 1261.3 | 1285.5 | 1333.9 | 1382.8 | 1432.3 | 1482.7 | 1533.9 | 1586.0 | 1638.9 |
| | s | 0.3809 | 1.6872 | | | 1.7152 | 1.7468 | 1.7761 | 1.8035 | 1.8294 | 1.8774 | 1.9214 | 1.9624 | 2.0009 | 2.0372 | 2.0717 | 2.1046 |
| **40** (267.25) | Sh | | | | | 32.75 | 82.75 | 132.75 | 182.75 | 232.75 | 332.75 | 432.75 | 532.75 | 632.75 | 732.75 | 832.75 | 932.75 |
| | v | 0.01715 | 10.497 | | | 11.036 | 11.338 | 12.624 | 13.398 | 14.165 | 15.685 | 17.195 | 18.699 | 20.199 | 21.697 | 23.194 | 24.689 |
| | h | 236.14 | 1169.8 | | | 1186.6 | 1211.7 | 1236.4 | 1260.8 | 1285.0 | 1333.6 | 1382.5 | 1432.1 | 1482.5 | 1533.7 | 1585.8 | 1638.8 |
| | s | 0.3921 | 1.6765 | | | 1.6992 | 1.7312 | 1.7608 | 1.7883 | 1.8143 | 1.8624 | 1.9065 | 1.9476 | 1.9860 | 2.0224 | 2.0569 | 2.0899 |
| **45** (274.43) | Sh | | | | | 25.57 | 75.57 | 125.57 | 175.57 | 225.57 | 325.57 | 425.57 | 525.57 | 625.57 | 725.57 | 825.57 | 925.57 |
| | v | 0.01722 | 9.403 | | | 9.782 | 10.503 | 11.206 | 11.897 | 12.584 | 13.939 | 15.284 | 16.623 | 17.959 | 19.292 | 20.623 | 21.954 |
| | h | 243.47 | 1172.1 | | | 1185.4 | 1210.8 | 1235.7 | 1260.2 | 1284.6 | 1333.3 | 1382.3 | 1432.0 | 1482.4 | 1533.6 | 1585.7 | 1638.8 |
| | s | 0.4021 | 1.6671 | | | 1.6949 | 1.7174 | 1.7472 | 1.7749 | 1.8010 | 1.8492 | 1.8934 | 1.9345 | 1.9730 | 2.0094 | 2.0439 | 2.0769 |
| **50** (281.02) | Sh | | | | | 18.98 | 68.98 | 118.98 | 168.98 | 218.98 | 318.98 | 418.98 | 518.98 | 618.98 | 718.98 | 818.98 | 918.98 |
| | v | 0.1727 | 8.514 | | | 8.769 | 9.424 | 10.062 | 10.688 | 11.306 | 12.529 | 13.741 | 14.947 | 16.150 | 17.350 | 18.549 | 19.746 |
| | h | 250.21 | 1174.1 | | | 1184.1 | 1209.9 | 1234.9 | 1259.6 | 1284.1 | 1332.9 | 1382.0 | 1431.7 | 1482.2 | 1533.4 | 1585.6 | 1638.6 |
| | s | 0.4112 | 1.6586 | | | 1.6720 | 1.7048 | 1.7349 | 1.7628 | 1.7890 | 1.8374 | 1.8816 | 1.9227 | 1.9613 | 1.9977 | 2.0322 | 2.0652 |
| **55** (287.07) | Sh | | | | | 12.93 | 62.93 | 112.93 | 162.93 | 212.93 | 312.93 | 412.93 | 512.93 | 612.93 | 712.93 | 812.93 | 912.93 |
| | v | 0.01733 | 7.787 | | | 7.947 | 8.550 | 9.134 | 9.706 | 10.270 | 11.385 | 12.489 | 13.587 | 14.682 | 15.775 | 16.865 | 17.954 |
| | h | 256.42 | 1176.0 | | | 1182.9 | 1208.9 | 1234.3 | 1259.1 | 1283.6 | 1332.6 | 1381.8 | 1431.6 | 1482.0 | 1533.3 | 1585.5 | 1638.5 |
| | s | 0.4196 | 1.6510 | | | 1.6602 | 1.6934 | 1.7238 | 1.7518 | 1.7781 | 1.8267 | 1.8710 | 1.9123 | 1.9507 | 1.9871 | 2.0217 | 2.0546 |
| **60** (292.71) | Sh | | | | | 7.29 | 57.29 | 107.29 | 157.29 | 207.29 | 307.29 | 407.29 | 507.29 | 607.29 | 707.29 | 807.29 | 907.29 |
| | v | 0.1738 | 7.174 | | | 7.257 | 7.815 | 8.354 | 8.881 | 9.400 | 10.425 | 11.438 | 12.446 | 13.450 | 14.452 | 15.452 | 16.450 |
| | h | 262.21 | 1177.6 | | | 1181.6 | 1208.0 | 1233.5 | 1258.5 | 1283.2 | 1332.3 | 1381.5 | 1431.3 | 1481.8 | 1533.2 | 1585.3 | 1638.4 |
| | s | 0.4273 | 1.6440 | | | 1.6492 | 1.6830 | 1.7134 | 1.7417 | 1.7681 | 1.8168 | 1.8612 | 1.9024 | 1.9410 | 1.9774 | 2.0120 | 2.0450 |
| **65** (297.98) | Sh | | | | | 2.02 | 52.02 | 102.02 | 152.02 | 202.02 | 302.02 | 402.02 | 502.02 | 602.02 | 702.02 | 802.02 | 902.02 |
| | v | 0.01743 | 6.653 | | | 6.675 | 7.195 | 7.697 | 8.186 | 8.667 | 9.615 | 10.552 | 11.484 | 12.412 | 13.337 | 14.261 | 15.183 |
| | h | 267.63 | 1179.1 | | | 1180.3 | 1207.0 | 1232.7 | 1257.9 | 1282.7 | 1331.9 | 1381.3 | 1431.1 | 1481.6 | 1533.0 | 1585.2 | 1638.3 |
| | s | 0.4344 | 1.6375 | | | 1.6390 | 1.6731 | 1.7040 | 1.7324 | 1.7590 | 1.8077 | 1.8522 | 1.8935 | 1.9321 | 1.9685 | 2.0031 | 2.0361 |
| **70** (302.93) | Sh | | | | | | 47.07 | 97.07 | 147.07 | 197.07 | 297.07 | 397.07 | 497.07 | 597.07 | 697.07 | 797.07 | 897.07 |
| | v | 0.01748 | 6.205 | | | | 6.664 | 7.133 | 7.590 | 8.039 | 8.922 | 9.793 | 10.659 | 11.522 | 12.382 | 13.240 | 14.097 |
| | h | 272.74 | 1180.6 | | | | 1206.0 | 1232.0 | 1257.3 | 1282.2 | 1331.6 | 1381.0 | 1430.9 | 1481.5 | 1532.9 | 1585.1 | 1638.2 |
| | s | 0.4411 | 1.6316 | | | | 1.6640 | 1.6951 | 1.7237 | 1.7504 | 1.7993 | 1.8439 | 1.8852 | 1.9238 | 1.9603 | 1.9949 | 2.0279 |
| **75** (307.61) | Sh | | | | | | 42.39 | 92.39 | 142.39 | 192.39 | 292.39 | 392.39 | 492.39 | 592.39 | 692.39 | 792.39 | 892.39 |
| | v | 0.01753 | 5.814 | | | | 6.204 | 6.645 | 7.074 | 7.494 | 8.320 | 9.135 | 9.945 | 10.750 | 11.553 | 12.355 | 13.155 |
| | h | 277.56 | 1181.9 | | | | 1205.0 | 1231.2 | 1256.7 | 1281.7 | 1331.3 | 1380.7 | 1430.7 | 1481.3 | 1532.7 | 1585.0 | 1638.1 |
| | s | 0.4474 | 1.6260 | | | | 1.6554 | 1.6868 | 1.7156 | 1.7424 | 1.7915 | 1.8361 | 1.8774 | 1.9161 | 1.9526 | 1.9872 | 2.0202 |

Sh = sobrecalentamiento, °F
v = volumen específico, pie³/lb
h = entalpía, Btu/lb
s = entropía, Btu/(°F·lb)

*Valores de STEAM TABLES, Properties of Saturated and Superheated Steam Publicado por COMBUSTION ENGINEERING, INC., Copyright 1940

**Valores interpolados a partir de ASME STEAM TABLES.

## B 15 Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$) (continuación)

| Pres. abs. lbf/pulg² (temp. sat.) | | Liq. sat. | Vapor sat. | Temperatura – °F 350 | 400 | 450 | 500 | 550 | 600 | 700 | 800 | 900 | 1000 | 1100 | 1200 | 1300 | 1400 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Sh | | | 37.96 | 87.96 | 137.96 | 187.96 | 237.96 | 287.96 | 387.96 | 487.96 | 587.96 | 687.96 | 787.96 | 887.96 | 987.96 | 1087.96 |
| **80** | v | 0.01757 | 5.471 | 5.801 | 6.218 | 6.622 | 7.018 | 7.408 | 7.794 | 8.560 | 9.319 | 10.075 | 10.829 | 11.581 | 12.331 | 13.081 | 13.829 |
| (312.04) | h | 282.15 | 1183.1 | 1204.0 | 1230.5 | 1256.1 | 1281.3 | 1306.2 | 1330.9 | 1380.5 | 1430.5 | 1481.1 | 1532.6 | 1584.9 | 1638.0 | 1692.0 | 1746.8 |
| | s | 0.4534 | 1.6208 | 1.6473 | 1.6790 | 1.7080 | 1.7349 | 1.7602 | 1.7842 | 1.8289 | 1.8702 | 1.9089 | 1.9454 | 1.9800 | 2.0131 | 2.0446 | 2.0750 |
| | Sh | | | 33.74 | 83.74 | 133.74 | 183.74 | 233.74 | 283.74 | 383.74 | 483.74 | 583.74 | 683.74 | 783.74 | 883.74 | 983.74 | 1083.74 |
| **85** | v | 0.01762 | 5.167 | 5.445 | 5.840 | 6.223 | 6.597 | 6.966 | 7.330 | 8.052 | 8.768 | 9.480 | 10.190 | 10.898 | 11.604 | 12.310 | 13.014 |
| (316.26) | h | 286.52 | 1184.2 | 1203.0 | 1229.7 | 1255.5 | 1280.8 | 1305.8 | 1330.6 | 1380.2 | 1430.3 | 1481.0 | 1532.4 | 1584.7 | 1637.9 | 1691.9 | 1746.8 |
| | s | 0.4590 | 1.6159 | 1.6396 | 1.6716 | 1.7008 | 1.7279 | 1.7532 | 1.7772 | 1.8220 | 1.8634 | 1.9021 | 1.9386 | 1.9733 | 2.0063 | 2.0379 | 2.0682 |
| | Sh | | | 29.72 | 79.72 | 129.72 | 179.72 | 229.72 | 279.72 | 379.72 | 479.72 | 579.72 | 679.72 | 779.72 | 879.72 | 979.72 | 1079.72 |
| **90** | v | 0.01766 | 4.895 | 5.128 | 5.505 | 5.869 | 6.223 | 6.572 | 6.917 | 7.600 | 8.277 | 8.950 | 9.621 | 10.290 | 10.958 | 11.625 | 12.290 |
| (320.28) | h | 290.69 | 1185.3 | 1202.0 | 1228.9 | 1254.9 | 1280.3 | 1305.4 | 1330.2 | 1380.0 | 1430.1 | 1480.8 | 1532.3 | 1584.6 | 1637.8 | 1691.8 | 1746.7 |
| | s | 0.4643 | 1.6113 | 1.6323 | 1.6646 | 1.6940 | 1.7212 | 1.7467 | 1.7707 | 1.8156 | 1.8570 | 1.8957 | 1.9323 | 1.9669 | 2.0000 | 2.0316 | 2.0619 |
| | Sh | | | 25.87 | 75.87 | 125.87 | 175.87 | 225.87 | 275.87 | 375.87 | 475.87 | 575.87 | 675.87 | 775.87 | 875.87 | 975.87 | 1075.87 |
| **95** | v | 0.01770 | 4.651 | 4.845 | 5.205 | 5.551 | 5.889 | 6.221 | 6.548 | 7.196 | 7.838 | 8.477 | 9.113 | 9.747 | 10.380 | 11.012 | 11.643 |
| (324.13) | h | 294.70 | 1186.2 | 1200.9 | 1228.1 | 1254.3 | 1279.8 | 1305.0 | 1329.9 | 1379.7 | 1429.9 | 1480.6 | 1532.1 | 1584.5 | 1637.7 | 1691.7 | 1746.6 |
| | s | 0.4694 | 1.6069 | 1.6253 | 1.6580 | 1.6876 | 1.7149 | 1.7404 | 1.7645 | 1.8094 | 1.8509 | 1.8897 | 1.9262 | 1.9609 | 1.9940 | 2.0256 | 2.0559 |
| | Sh | | | 22.18 | 72.18 | 122.18 | 172.18 | 222.18 | 272.18 | 372.18 | 472.18 | 572.18 | 672.18 | 772.18 | 872.18 | 972.18 | 1072.18 |
| **100** | v | 0.01774 | 4.431 | 4.590 | 4.935 | 5.266 | 5.588 | 5.904 | 6.216 | 6.833 | 7.443 | 8.050 | 8.655 | 9.258 | 9.860 | 10.460 | 11.060 |
| (327.82) | h | 298.54 | 1187.2 | 1199.9 | 1227.4 | 1253.7 | 1279.3 | 1304.6 | 1329.6 | 1379.5 | 1429.7 | 1480.4 | 1532.0 | 1584.4 | 1637.6 | 1691.6 | 1746.5 |
| | s | 0.4743 | 1.6027 | 1.6187 | 1.6516 | 1.6814 | 1.7088 | 1.7344 | 1.7586 | 1.8036 | 1.8451 | 1.8839 | 1.9205 | 1.9552 | 1.9883 | 2.0199 | 2.0502 |
| | Sh | | | 18.63 | 68.63 | 118.63 | 168.63 | 218.63 | 268.63 | 368.63 | 468.63 | 568.63 | 668.63 | 768.63 | 868.63 | 968.63 | 1068.63 |
| **105** | v | 0.01778 | 4.231 | 4.359 | 4.690 | 5.007 | 5.315 | 5.617 | 5.915 | 6.504 | 7.086 | 7.665 | 8.241 | 8.816 | 9.389 | 9.961 | 10.532 |
| (331.37) | h | 302.24 | 1188.0 | 1198.8 | 1226.6 | 1253.1 | 1278.8 | 1304.2 | 1329.2 | 1379.2 | 1429.4 | 1480.3 | 1531.8 | 1584.2 | 1637.5 | 1691.5 | 1746.4 |
| | s | 0.4790 | 1.5988 | 1.6122 | 1.6455 | 1.6755 | 1.7031 | 1.7288 | 1.7530 | 1.7981 | 1.8396 | 1.8785 | 1.9151 | 1.9498 | 1.9828 | 2.0145 | 2.0448 |
| | Sh | | | 15.21 | 65.21 | 115.21 | 165.21 | 215.21 | 265.21 | 365.21 | 465.21 | 565.21 | 665.21 | 765.21 | 865.21 | 965.21 | 1065.21 |
| **110** | v | 0.01782 | 4.048 | 4.149 | 4.468 | 4.772 | 5.068 | 5.357 | 5.642 | 6.205 | 6.761 | 7.314 | 7.865 | 8.413 | 8.961 | 9.507 | 10.053 |
| (334.79) | h | 305.80 | 1188.9 | 1197.7 | 1225.8 | 1252.5 | 1278.3 | 1303.8 | 1328.9 | 1379.0 | 1429.2 | 1480.1 | 1531.7 | 1584.1 | 1637.4 | 1691.4 | 1746.4 |
| | s | 0.4834 | 1.5950 | 1.6061 | 1.6396 | 1.6698 | 1.6975 | 1.7233 | 1.7476 | 1.7928 | 1.8344 | 1.8732 | 1.9099 | 1.9446 | 1.9777 | 2.0093 | 2.0397 |
| | Sh | | | 11.92 | 61.92 | 111.92 | 161.92 | 211.92 | 261.92 | 361.92 | 461.92 | 561.92 | 661.92 | 761.92 | 861.92 | 961.92 | 1061.92 |
| **115** | v | 0.01785 | 3.881 | 3.957 | 4.265 | 4.558 | 4.841 | 5.119 | 5.392 | 5.932 | 6.465 | 6.994 | 7.521 | 8.046 | 8.570 | 9.093 | 9.615 |
| (338.08) | h | 309.25 | 1189.6 | 1196.7 | 1225.0 | 1251.8 | 1277.9 | 1303.3 | 1328.6 | 1378.7 | 1429.0 | 1479.9 | 1531.6 | 1584.0 | 1637.2 | 1691.4 | 1746.3 |
| | s | 0.4877 | 1.5913 | 1.6001 | 1.6340 | 1.6644 | 1.6922 | 1.7181 | 1.7425 | 1.7877 | 1.8294 | 1.8682 | 1.9049 | 1.9396 | 1.9727 | 2.0044 | 2.0347 |
| | Sh | | | 8.73 | 58.73 | 108.73 | 158.73 | 208.73 | 258.73 | 358.73 | 458.73 | 558.73 | 658.73 | 758.73 | 858.73 | 958.73 | 1058.73 |
| **120** | v | 0.01789 | 3.7275 | 3.7815 | 4.0786 | 4.3610 | 4.6341 | 4.9009 | 5.1637 | 5.6813 | 6.1928 | 6.7006 | 7.2060 | 7.7096 | 8.2119 | 8.7130 | 9.2134 |
| (341.27) | h | 312.58 | 1190.4 | 1195.6 | 1224.1 | 1251.2 | 1277.4 | 1302.9 | 1328.2 | 1378.4 | 1428.8 | 1479.8 | 1531.4 | 1583.9 | 1637.1 | 1691.3 | 1746.2 |
| | s | 0.4919 | 1.5879 | 1.5943 | 1.6286 | 1.6592 | 1.6872 | 1.7132 | 1.7376 | 1.7829 | 1.8246 | 1.8635 | 1.9001 | 1.9349 | 1.9680 | 1.9996 | 2.0300 |
| | Sh | | | 2.67 | 52.67 | 102.67 | 152.67 | 202.67 | 252.67 | 352.67 | 452.67 | 552.67 | 652.67 | 752.67 | 852.67 | 952.67 | 1052.67 |
| **130** | v | 0.01796 | 3.4544 | 3.4699 | 3.7489 | 4.0129 | 4.2672 | 4.5151 | 4.7589 | 5.2384 | 5.7118 | 6.1814 | 6.6486 | 7.1140 | 7.5781 | 8.0411 | 8.5033 |
| (347.33) | h | 318.95 | 1191.7 | 1193.4 | 1222.5 | 1249.9 | 1276.4 | 1302.1 | 1327.5 | 1377.9 | 1428.4 | 1479.4 | 1531.1 | 1583.6 | 1636.9 | 1691.1 | 1746.1 |
| | s | 0.4998 | 1.5813 | 1.5833 | 1.6182 | 1.6493 | 1.6775 | 1.7037 | 1.7283 | 1.7737 | 1.8155 | 1.8545 | 1.8911 | 1.9259 | 1.9591 | 1.9907 | 2.0211 |
| | Sh | | | | 46.96 | 96.96 | 146.96 | 196.96 | 246.96 | 346.96 | 446.96 | 546.96 | 646.96 | 746.96 | 846.96 | 946.96 | 1046.96 |
| **140** | v | 0.01803 | 3.2190 | | 3.4661 | 3.7143 | 3.9526 | 4.1844 | 4.4119 | 4.8588 | 5.2995 | 5.7364 | 6.1709 | 6.6036 | 7.0349 | 7.4652 | 7.8946 |
| (353.04) | h | 324.96 | 1193.0 | | 1220.8 | 1248.7 | 1275.3 | 1301.3 | 1326.8 | 1377.4 | 1428.0 | 1479.1 | 1530.8 | 1583.4 | 1636.7 | 1690.9 | 1745.9 |
| | s | 0.5071 | 1.5752 | | 1.6085 | 1.6400 | 1.6686 | 1.6949 | 1.7196 | 1.7652 | 1.8071 | 1.8461 | 1.8828 | 1.9176 | 1.9508 | 1.9825 | 2.0129 |
| | Sh | | | | 41.57 | 91.57 | 141.57 | 191.57 | 241.57 | 341.57 | 441.57 | 541.57 | 641.57 | 741.57 | 841.57 | 941.57 | 1041.57 |
| **150** | v | 0.01809 | 3.0139 | | 3.2208 | 3.4555 | 3.6799 | 3.8978 | 4.1112 | 4.5298 | 4.9421 | 5.3507 | 5.7568 | 6.1612 | 6.5642 | 6.9661 | 7.3671 |
| (358.43) | h | 330.65 | 1194.1 | | 1219.1 | 1247.4 | 1274.3 | 1300.5 | 1326.1 | 1376.9 | 1427.6 | 1478.7 | 1530.5 | 1583.1 | 1636.5 | 1690.7 | 1745.7 |
| | s | 0.5141 | 1.5695 | | 1.5993 | 1.6313 | 1.6602 | 1.6867 | 1.7115 | 1.7573 | 1.7992 | 1.8383 | 1.8751 | 1.9099 | 1.9431 | 1.9748 | 2.0052 |
| | Sh | | | | 36.45 | 86.45 | 136.45 | 186.45 | 236.45 | 336.45 | 436.45 | 536.45 | 636.45 | 736.45 | 836.45 | 936.45 | 1036.45 |
| **160** | v | 0.01815 | 2.8336 | | 3.0060 | 3.2288 | 3.4413 | 3.6469 | 3.8480 | 4.2420 | 4.6295 | 5.0132 | 5.3945 | 5.7741 | 6.1522 | 6.5293 | 6.9055 |
| (363.55) | h | 336.07 | 1195.1 | | 1217.4 | 1246.0 | 1273.3 | 1299.6 | 1325.4 | 1376.4 | 1427.2 | 1478.4 | 1530.3 | 1582.9 | 1636.3 | 1690.5 | 1745.6 |
| | s | 0.5206 | 1.5641 | | 1.5906 | 1.6231 | 1.6522 | 1.6790 | 1.7039 | 1.7499 | 1.7919 | 1.8310 | 1.8678 | 1.9027 | 1.9359 | 1.9676 | 1.9980 |
| | Sh | | | | 31.58 | 81.58 | 131.58 | 181.58 | 231.58 | 331.58 | 431.58 | 531.58 | 631.58 | 731.58 | 831.58 | 931.58 | 1031.58 |
| **170** | v | 0.01821 | 2.6738 | | 2.8162 | 3.0288 | 3.2306 | 3.4255 | 3.6158 | 3.9879 | 4.3536 | 4.7155 | 5.0749 | 5.4325 | 5.7888 | 6.1440 | 6.4983 |
| (368.42) | h | 341.24 | 1196.0 | | 1215.6 | 1244.7 | 1272.2 | 1298.8 | 1324.7 | 1375.8 | 1426.8 | 1478.0 | 1530.0 | 1582.6 | 1636.1 | 1690.4 | 1745.4 |
| | s | 0.5269 | 1.5591 | | 1.5823 | 1.6152 | 1.6447 | 1.6717 | 1.6968 | 1.7428 | 1.7850 | 1.8241 | 1.8610 | 1.8959 | 1.9291 | 1.9608 | 1.9913 |
| | Sh | | | | 26.92 | 76.92 | 126.92 | 176.92 | 226.92 | 326.92 | 426.92 | 526.92 | 626.92 | 726.92 | 826.92 | 926.92 | 1026.92 |
| **180** | v | 0.01827 | 2.5312 | | 2.6474 | 2.8508 | 3.0433 | 3.2286 | 3.4093 | 3.7621 | 4.1084 | 4.4508 | 4.7907 | 5.1289 | 5.4657 | 5.8014 | 6.1363 |
| (373.08) | h | 346.19 | 1196.9 | | 1213.8 | 1243.4 | 1271.2 | 1297.9 | 1324.0 | 1375.3 | 1426.3 | 1477.7 | 1529.7 | 1582.4 | 1635.9 | 1690.2 | 1745.3 |
| | s | 0.5328 | 1.5543 | | 1.5743 | 1.6078 | 1.6376 | 1.6647 | 1.6900 | 1.7362 | 1.7784 | 1.8176 | 1.8545 | 1.8894 | 1.9227 | 1.9545 | 1.9849 |
| | Sh | | | | 22.47 | 72.47 | 122.47 | 172.47 | 222.47 | 322.47 | 422.47 | 522.47 | 622.47 | 722.47 | 822.47 | 922.47 | 1022.47 |
| **190** | v | 0.01833 | 2.4030 | | 2.4961 | 2.6915 | 2.8756 | 3.0525 | 3.2246 | 3.5601 | 3.8889 | 4.2140 | 4.5365 | 4.8572 | 5.1766 | 5.4949 | 5.8124 |
| (377.53) | h | 350.94 | 1197.6 | | 1212.0 | 1242.0 | 1270.1 | 1297.1 | 1323.3 | 1374.8 | 1425.9 | 1477.4 | 1529.4 | 1582.1 | 1635.7 | 1690.0 | 1745.1 |
| | s | 0.5384 | 1.5498 | | 1.5667 | 1.6006 | 1.6307 | 1.6581 | 1.6835 | 1.7299 | 1.7722 | 1.8115 | 1.8484 | 1.8834 | 1.9166 | 1.9484 | 1.9789 |
| | Sh | | | | 18.20 | 68.20 | 118.20 | 168.20 | 218.20 | 318.20 | 418.20 | 518.20 | 618.20 | 718.20 | 818.20 | 918.20 | 1018.20 |
| **200** | v | 0.01839 | 2.2873 | | 2.3598 | 2.5480 | 2.7247 | 2.8939 | 3.0583 | 3.3783 | 3.6915 | 4.0008 | 4.3077 | 4.6128 | 4.9165 | 5.2191 | 5.5209 |
| (381.80) | h | 355.51 | 1198.3 | | 1210.1 | 1240.6 | 1269.0 | 1296.2 | 1322.6 | 1374.3 | 1425.5 | 1477.0 | 1529.1 | 1581.9 | 1635.4 | 1689.8 | 1745.0 |
| | s | 0.5438 | 1.5454 | | 1.5593 | 1.5938 | 1.6242 | 1.6518 | 1.6773 | 1.7239 | 1.7663 | 1.8057 | 1.8426 | 1.8776 | 1.9109 | 1.9427 | 1.9732 |

Sh = sobrecalentamiento, °F
v = volumen específico, pie³/lb
h = entalpía, Btu/lb
s = entropía, Btu/(°F·lb)

## B 15 Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$) (continuación)

| Pres. abs. lbf/plg² (temp. sat.) | | Liq. sat. | Vapor sat. | Temperatura – °F 400 | 450 | 500 | 550 | 600 | 700 | 800 | 900 | 1000 | 1100 | 1200 | 1300 | 1400 | 1500 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Sh | | | 14.09 | 64.09 | 114.09 | 164.09 | 214.09 | 314.09 | 414.09 | 514.09 | 614.09 | 714.09 | 814.09 | 914.09 | 1014.09 | 1114.09 |
| **210** | v | 0.01844 | 2.1822 | 2.2364 | 2.4181 | 2.5880 | 2.7504 | 2.9078 | 3.2137 | 3.5128 | 3.8080 | 4.1007 | 4.3915 | 4.6811 | 4.9695 | 5.2571 | 5.5440 |
| (385.91) | h | 359.91 | 1199.0 | 1208.02 | 1239.2 | 1268.0 | 1295.3 | 1321.9 | 1373.7 | 1425.1 | 1476.7 | 1528.8 | 1581.6 | 1635.2 | 1689.6 | 1744.8 | 1800.8 |
| | s | 0.5490 | 1.5413 | 1.5522 | 1.5872 | 1.6180 | 1.6458 | 1.6715 | 1.7182 | 1.7607 | 1.8001 | 1.8371 | 1.8721 | 1.9054 | 1.9372 | 1.9677 | 1.9970 |
| | Sh | | | 10.12 | 60.12 | 110.12 | 160.12 | 210.12 | 310.12 | 410.12 | 510.12 | 610.12 | 710.12 | 810.12 | 910.12 | 1010.12 | 1110.12 |
| **220** | v | 0.01850 | 2.0863 | 2.1240 | 2.2999 | 2.4638 | 2.6199 | 2.7710 | 3.0642 | 3.3504 | 3.6327 | 3.9125 | 4.1905 | 4.4671 | 4.7426 | 5.0173 | 5.2913 |
| (389.88) | h | 364.17 | 1199.6 | 1206.3 | 1237.8 | 1266.9 | 1294.5 | 1321.2 | 1373.2 | 1424.7 | 1476.3 | 1528.5 | 1581.4 | 1635.0 | 1689.4 | 1744.7 | 1800.6 |
| | s | 0.5540 | 1.5374 | 1.5453 | 1.5808 | 1.6120 | 1.6400 | 1.6658 | 1.7128 | 1.7553 | 1.7948 | 1.8318 | 1.8668 | 1.9002 | 1.9320 | 1.9625 | 1.9919 |
| | Sh | | | 6.30 | 56.30 | 106.30 | 156.30 | 206.30 | 306.30 | 406.30 | 506.30 | 606.30 | 706.30 | 806.30 | 906.30 | 1006.30 | 1106.30 |
| **230** | v | 0.01855 | 1.9985 | 2.0212 | 2.1919 | 2.3503 | 2.5008 | 2.6461 | 2.9276 | 3.2020 | 3.4726 | 3.7406 | 4.0068 | 4.2717 | 4.5355 | 4.7984 | 5.0606 |
| (393.70) | h | 368.28 | 1200.1 | 1204.4 | 1236.3 | 1265.7 | 1293.6 | 1320.4 | 1372.7 | 1424.2 | 1476.0 | 1528.2 | 1581.1 | 1634.8 | 1689.3 | 1744.5 | 1800.5 |
| | s | 0.5588 | 1.5336 | 1.5385 | 1.5747 | 1.6062 | 1.6344 | 1.6604 | 1.7075 | 1.7502 | 1.7897 | 1.8268 | 1.8618 | 1.8952 | 1.9270 | 1.9576 | 1.9869 |
| | Sh | | | 2.61 | 52.61 | 102.61 | 152.61 | 202.61 | 302.61 | 402.61 | 502.61 | 602.61 | 702.61 | 802.61 | 902.61 | 1002.61 | 1102.61 |
| **240** | v | 0.01860 | 1.9177 | 1.9268 | 2.0928 | 2.2462 | 2.3915 | 2.5316 | 2.8024 | 3.0661 | 3.3259 | 3.5831 | 3.8385 | 4.0926 | 4.3456 | 4.5977 | 4.8492 |
| (397.39) | h | 372.27 | 1200.6 | 1202.4 | 1234.9 | 1264.6 | 1292.7 | 1319.7 | 1372.1 | 1423.8 | 1475.6 | 1527.9 | 1580.9 | 1634.6 | 1689.1 | 1744.3 | 1800.4 |
| | s | 0.5634 | 1.5299 | 1.5320 | 1.5687 | 1.6006 | 1.6291 | 1.6552 | 1.7025 | 1.7452 | 1.7848 | 1.8219 | 1.8570 | 1.8904 | 1.9223 | 1.9528 | 1.9822 |
| | Sh | | | | 49.03 | 99.03 | 149.03 | 199.03 | 299.03 | 399.03 | 499.03 | 599.03 | 699.03 | 799.03 | 899.03 | 999.03 | 1099.03 |
| **250** | v | 0.01865 | 1.8432 | | 2.0016 | 2.1504 | 2.2909 | 2.4262 | 2.6872 | 2.9410 | 3.1909 | 3.4382 | 3.6837 | 3.9278 | 4.1709 | 4.4131 | 4.6546 |
| (400.97) | h | 376.14 | 1201.1 | | 1233.4 | 1263.5 | 1291.8 | 1319.0 | 1371.6 | 1423.4 | 1475.3 | 1527.6 | 1580.6 | 1634.4 | 1688.9 | 1744.2 | 1800.2 |
| | s | 0.5679 | 1.5264 | | 1.5629 | 1.5951 | 1.6239 | 1.6502 | 1.6976 | 1.7405 | 1.7801 | 1.8173 | 1.8524 | 1.8858 | 1.9177 | 1.9482 | 1.9776 |
| | Sh | | | | 45.56 | 95.56 | 145.56 | 195.56 | 295.56 | 395.56 | 495.56 | 595.56 | 695.56 | 795.56 | 895.56 | 995.56 | 1095.56 |
| **260** | v | 0.01870 | 1.7742 | | 1.9173 | 2.0619 | 2.1981 | 2.3289 | 2.5808 | 2.8256 | 3.0663 | 3.3044 | 3.5408 | 3.7758 | 4.0097 | 4.2427 | 4.4750 |
| (404.44) | h | 379.90 | 1201.5 | | 1231.9 | 1262.4 | 1290.9 | 1318.2 | 1371.1 | 1423.0 | 1474.9 | 1527.3 | 1580.4 | 1634.2 | 1688.7 | 1744.0 | 1800.1 |
| | s | 0.5722 | 1.5230 | | 1.5573 | 1.5899 | 1.6189 | 1.6453 | 1.6930 | 1.7359 | 1.7756 | 1.8128 | 1.8480 | 1.8814 | 1.9133 | 1.9439 | 1.9732 |
| | Sh | | | | 42.20 | 92.20 | 142.20 | 192.20 | 292.20 | 392.20 | 492.20 | 592.20 | 692.20 | 792.20 | 892.20 | 992.20 | 1092.20 |
| **270** | v | 0.01875 | 1.7101 | | 1.8391 | 1.9799 | 2.1121 | 2.2388 | 2.4824 | 2.7186 | 2.9509 | 3.1806 | 3.4084 | 3.6349 | 3.8603 | 4.0849 | 4.3087 |
| (407.80) | h | 383.56 | 1201.9 | | 1230.4 | 1261.2 | 1290.0 | 1317.5 | 1370.5 | 1422.6 | 1474.6 | 1527.1 | 1580.1 | 1634.0 | 1688.5 | 1743.9 | 1800.0 |
| | s | 0.5764 | 1.5197 | | 1.5518 | 1.5848 | 1.6140 | 1.6406 | 1.6885 | 1.7315 | 1.7713 | 1.8085 | 1.8437 | 1.8771 | 1.9090 | 1.9396 | 1.9690 |
| | Sh | | | | 38.93 | 88.93 | 138.93 | 188.93 | 288.93 | 388.93 | 488.93 | 588.93 | 688.93 | 788.93 | 888.93 | 988.93 | 1088.93 |
| **280** | v | 0.01880 | 1.6505 | | 1.7665 | 1.9037 | 2.0322 | 2.1551 | 2.3909 | 2.6194 | 2.8437 | 3.0655 | 3.2855 | 3.5042 | 3.7217 | 3.9384 | 4.1543 |
| (411.07) | h | 387.12 | 1202.3 | | 1228.8 | 1260.0 | 1289.1 | 1316.8 | 1370.0 | 1422.1 | 1474.2 | 1526.8 | 1579.9 | 1633.8 | 1688.4 | 1743.7 | 1799.8 |
| | s | 0.5805 | 1.5166 | | 1.5464 | 1.5798 | 1.6093 | 1.6361 | 1.6841 | 1.7273 | 1.7671 | 1.8043 | 1.8395 | 1.8730 | 1.9050 | 1.9356 | 1.9649 |
| | Sh | | | | 35.75 | 85.75 | 135.75 | 185.75 | 285.75 | 385.75 | 485.75 | 585.75 | 685.75 | 785.75 | 885.75 | 985.75 | 1085.75 |
| **290** | v | 0.01885 | 1.5948 | | 1.6988 | 1.8327 | 1.9578 | 2.0772 | 2.3058 | 2.5269 | 2.7440 | 2.9585 | 3.1711 | 3.3824 | 3.5926 | 3.8019 | 4.0106 |
| (414.25) | h | 390.60 | 1202.6 | | 1227.3 | 1258.9 | 1288.1 | 1316.0 | 1369.5 | 1421.7 | 1473.9 | 1526.5 | 1579.6 | 1633.5 | 1688.2 | 1743.6 | 1799.7 |
| | s | 0.5844 | 1.5135 | | 1.5412 | 1.5750 | 1.6048 | 1.6317 | 1.6799 | 1.7232 | 1.7630 | 1.8003 | 1.8356 | 1.8690 | 1.9010 | 1.9316 | 1.9610 |
| | Sh | | | | 32.65 | 82.65 | 132.65 | 182.65 | 282.65 | 382.65 | 482.65 | 582.65 | 682.65 | 782.65 | 882.65 | 982.65 | 1082.65 |
| **300** | v | 0.01889 | 1.5427 | | 1.6356 | 1.7665 | 1.8883 | 2.0044 | 2.2263 | 2.4407 | 2.6509 | 2.8585 | 3.0643 | 3.2688 | 3.4721 | 3.6746 | 3.8764 |
| (417.35) | h | 393.99 | 1202.9 | | 1225.7 | 1257.7 | 1287.2 | 1315.2 | 1368.9 | 1421.3 | 1473.6 | 1526.2 | 1579.4 | 1633.3 | 1688.0 | 1743.4 | 1799.6 |
| | s | 0.5882 | 1.5105 | | 1.5361 | 1.5703 | 1.6003 | 1.6274 | 1.6758 | 1.7192 | 1.7591 | 1.7964 | 1.8317 | 1.8652 | 1.8972 | 1.9278 | 1.9572 |
| | Sh | | | | 29.64 | 79.64 | 129.64 | 179.64 | 279.64 | 379.64 | 479.64 | 579.64 | 679.64 | 779.64 | 879.64 | 979.64 | 1079.64 |
| **310** | v | 0.01894 | 1.4939 | | 1.5763 | 1.7044 | 1.8233 | 1.9363 | 2.1520 | 2.3600 | 2.5638 | 2.7650 | 2.9644 | 3.1625 | 3.3594 | 3.5555 | 3.7509 |
| (420.36) | h | 397.30 | 1203.2 | | 1224.1 | 1256.5 | 1286.3 | 1314.5 | 1368.4 | 1420.9 | 1473.2 | 1525.9 | 1579.2 | 1633.1 | 1687.8 | 1743.3 | 1799.4 |
| | s | 0.5920 | 1.5076 | | 1.5311 | 1.5657 | 1.5960 | 1.6233 | 1.6719 | 1.7153 | 1.7553 | 1.7927 | 1.8280 | 1.8615 | 1.8935 | 1.9241 | 1.9536 |
| | Sh | | | | 26.69 | 76.69 | 126.69 | 176.69 | 276.69 | 376.69 | 476.69 | 576.69 | 676.69 | 776.69 | 876.69 | 976.69 | 1076.69 |
| **320** | v | 0.01899 | 1.4480 | | 1.5207 | 1.6462 | 1.7623 | 1.8725 | 2.0823 | 2.2843 | 2.4821 | 2.6774 | 2.8708 | 3.0628 | 3.2538 | 3.4438 | 3.6332 |
| (423.31) | h | 400.53 | 1203.4 | | 1222.5 | 1255.2 | 1285.3 | 1313.7 | 1367.8 | 1420.5 | 1472.9 | 1525.6 | 1578.9 | 1632.9 | 1687.6 | 1743.1 | 1799.3 |
| | s | 0.5956 | 1.5048 | | 1.5261 | 1.5612 | 1.5918 | 1.6192 | 1.6680 | 1.7116 | 1.7516 | 1.7890 | 1.8243 | 1.8579 | 1.8899 | 1.9206 | 1.9500 |
| | Sh | | | | 23.82 | 73.82 | 123.82 | 173.82 | 273.82 | 373.82 | 473.82 | 573.82 | 673.82 | 773.82 | 873.82 | 973.82 | 1073.82 |
| **330** | v | 0.01903 | 1.4048 | | 1.4684 | 1.5915 | 1.7050 | 1.8125 | 2.0168 | 2.2132 | 2.4054 | 2.5950 | 2.7828 | 2.9692 | 3.1545 | 3.3389 | 3.5227 |
| (426.18) | h | 403.70 | 1203.6 | | 1220.9 | 1254.0 | 1284.4 | 1313.0 | 1367.3 | 1420.0 | 1472.5 | 1525.3 | 1578.7 | 1632.7 | 1687.5 | 1742.9 | 1799.2 |
| | s | 0.5991 | 1.5021 | | 1.5213 | 1.5568 | 1.5876 | 1.6153 | 1.6643 | 1.7079 | 1.7480 | 1.7855 | 1.8208 | 1.8544 | 1.8864 | 1.9171 | 1.9466 |
| | Sh | | | | 21.01 | 71.01 | 121.01 | 171.01 | 271.01 | 371.01 | 471.01 | 571.01 | 671.01 | 771.01 | 871.01 | 971.01 | 1071.01 |
| **340** | v | 0.01908 | 1.3640 | | 1.4191 | 1.5399 | 1.6511 | 1.7561 | 1.9552 | 2.1463 | 2.3333 | 2.5175 | 2.7000 | 2.8811 | 3.0611 | 3.2402 | 3.4186 |
| (428.99) | h | 406.80 | 1203.8 | | 1219.2 | 1252.8 | 1283.4 | 1312.2 | 1366.7 | 1419.6 | 1472.2 | 1525.0 | 1578.4 | 1632.5 | 1687.3 | 1742.8 | 1799.0 |
| | s | 0.6026 | 1.4994 | | 1.5165 | 1.5525 | 1.5836 | 1.6114 | 1.6606 | 1.7044 | 1.7445 | 1.7820 | 1.8174 | 1.8510 | 1.8831 | 1.9138 | 1.9432 |
| | Sh | | | | 18.27 | 68.27 | 118.27 | 168.27 | 268.27 | 368.27 | 468.27 | 568.27 | 668.27 | 768.27 | 868.27 | 968.27 | 1068.27 |
| **350** | v | 0.01912 | 1.3255 | | 1.3725 | 1.4913 | 1.6002 | 1.7028 | 1.8970 | 2.0832 | 2.2652 | 2.4445 | 2.6219 | 2.7980 | 2.9730 | 3.1471 | 3.3205 |
| (431.73) | h | 409.83 | 1204.0 | | 1217.5 | 1251.5 | 1282.4 | 1311.4 | 1366.2 | 1419.2 | 1471.8 | 1524.7 | 1578.2 | 1632.3 | 1687.1 | 1742.6 | 1798.9 |
| | s | 0.6059 | 1.4968 | | 1.5119 | 1.5483 | 1.5797 | 1.6077 | 1.6571 | 1.7009 | 1.7411 | 1.7787 | 1.8141 | 1.8477 | 1.8798 | 1.9105 | 1.9400 |
| | Sh | | | | 15.59 | 65.59 | 115.59 | 165.59 | 265.59 | 365.59 | 465.59 | 565.59 | 665.59 | 765.59 | 865.59 | 965.59 | 1065.59 |
| **360** | v | 0.01917 | 1.2891 | | 1.3285 | 1.4454 | 1.5521 | 1.6525 | 1.8421 | 2.0237 | 2.2009 | 2.3755 | 2.5482 | 2.7196 | 2.8898 | 3.0592 | 3.2279 |
| (434.41) | h | 412.81 | 1204.1 | | 1215.8 | 1250.3 | 1281.5 | 1310.6 | 1365.6 | 1418.7 | 1471.5 | 1524.4 | 1577.9 | 1632.1 | 1686.9 | 1742.5 | 1798.8 |
| | s | 0.6092 | 1.4943 | | 1.5073 | 1.5441 | 1.5758 | 1.6040 | 1.6536 | 1.6976 | 1.7379 | 1.7754 | 1.8109 | 1.8445 | 1.8766 | 1.9073 | 1.9368 |
| | Sh | | | | 10.39 | 60.39 | 110.39 | 160.39 | 260.39 | 360.39 | 460.39 | 560.39 | 660.39 | 760.39 | 860.39 | 960.39 | 1060.39 |
| **380** | v | 0.01925 | 1.2218 | | 1.2472 | 1.3606 | 1.4635 | 1.5598 | 1.7410 | 1.9139 | 2.0825 | 2.2484 | 2.4124 | 2.5750 | 2.7366 | 2.8973 | 3.0572 |
| (439.61) | h | 418.59 | 1204.4 | | 1212.4 | 1247.7 | 1279.5 | 1309.0 | 1364.5 | 1417.9 | 1470.8 | 1523.8 | 1577.4 | 1631.6 | 1686.5 | 1742.2 | 1798.5 |
| | s | 0.6156 | 1.4894 | | 1.4982 | 1.5360 | 1.5683 | 1.5969 | 1.6470 | 1.6911 | 1.7315 | 1.7692 | 1.8047 | 1.8384 | 1.8705 | 1.9012 | 1.9307 |

Sh = sobrecalentamiento, °F
v = volumen específico, pie³/lb
h = entalpía, Btu/lb
s = entropía, Btu/(°F·lb)

## B 15 Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$) (continuación)

| Pres. abs. lbf/plg² (temp. sat.) | | Liq. sat. | Vapor sat. | Temperatura—°F 450 | 500 | 550 | 600 | 650 | 700 | 800 | 900 | 1000 | 1100 | 1200 | 1300 | 1400 | 1500 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Sh | | | 5 40 | 55 40 | 105 40 | 155 40 | 205 40 | 255 40 | 355 40 | 455 40 | 555 40 | 655 40 | 755 40 | 855 40 | 955 40 | 1055 40 |
| **400** | v | 0 01934 | 1,1610 | 1 1738 | 1 2841 | 1 3836 | 1 4763 | 1 5646 | 1 6499 | 1 8151 | 1 9759 | 2 1339 | 2 2901 | 2 4450 | 2 5987 | 2 7515 | 2 9037 |
| (444.60) | h | 424 17 | 1204 6 | 1208 8 | 1245 1 | 1277 5 | 1307 4 | 1335 9 | 1363 4 | 1417 0 | 1470 1 | 1523 3 | 1576 9 | 1631 2 | 1686 2 | 1741 9 | 1798 2 |
| | s | 0 6217 | 1 4847 | 1 4894 | 1 5282 | 1 5611 | 1 5901 | 1 6163 | 1 6406 | 1 6850 | 1 7255 | 1 7632 | 1 7988 | 1 8325 | 1 8647 | 1 8955 | 1 9250 |
| | Sh | | | 60 | 50 60 | 100 60 | 150 60 | 200 60 | 250 60 | 350 60 | 450 60 | 550 60 | 650 60 | 750 60 | 850 60 | 950 60 | 1050 60 |
| **420** | v | 0 01942 | 1 1057 | 1 1071 | 1 2148 | 1 3113 | 1 4007 | 1 4856 | 1 5676 | 1 7258 | 1 8795 | 2 0304 | 2 1795 | 2 3273 | 2 4739 | 2 6196 | 2 7647 |
| (449 40) | h | 429 56 | 1204 7 | 1205 2 | 1242 4 | 1275 4 | 1305 8 | 1334 5 | 1362 3 | 1416 2 | 1469 4 | 1522 7 | 1576 4 | 1630 8 | 1685 8 | 1741 6 | 1798 0 |
| | s | 0 6276 | 1 4802 | 1 4808 | 1 5206 | 1 5542 | 1 5835 | 1 6100 | 1 6345 | 1 6791 | 1 7197 | 1 7575 | 1 7932 | 1 8269 | 1 8591 | 1 8899 | 1 9195 |
| | Sh | | | | 45 97 | 95 97 | 145 97 | 195 97 | 245 97 | 345 97 | 445 97 | 545 97 | 645 97 | 745 97 | 845 97 | 945 97 | 1045 97 |
| **440** | v | 0 01950 | 1 0554 | | 1 1517 | 1 2454 | 1 3319 | 1 4138 | 1 4926 | 1 6445 | 1 7918 | 1 9363 | 2 0790 | 2 2203 | 2 3605 | 2 4998 | 2 6384 |
| (454 03) | h | 434 77 | 1204 8 | | 1239 7 | 1273 4 | 1304 2 | 1333 2 | 1361 1 | 1415 3 | 1468 7 | 1522 1 | 1575 9 | 1630 4 | 1685 5 | 1741 2 | 1797 7 |
| | s | 0 6332 | 1 4759 | | 1 5132 | 1 5474 | 1 5772 | 1 6040 | 1 6286 | 1 6734 | 1 7142 | 1 7521 | 1 7878 | 1 8216 | 1 8538 | 1 8847 | 1 9143 |
| | Sh | | | | 41 50 | 91 50 | 141 50 | 191 50 | 241 50 | 341 50 | 441 50 | 541 50 | 641 50 | 741 50 | 841 50 | 941 50 | 1041 50 |
| **460** | v | 0 01959 | 1 0092 | | 1 0939 | 1 1852 | 1 2691 | 1 3482 | 1 4242 | 1 5703 | 1 7117 | 1 8504 | 1 9872 | 2 1226 | 2 2569 | 2 3903 | 2 5230 |
| (458 50) | h | 439 83 | 1204 8 | | 1236 9 | 1271 3 | 1302 5 | 1331 8 | 1360 0 | 1414 4 | 1468 0 | 1521 5 | 1575 4 | 1629 9 | 1685 1 | 1740 9 | 1797 4 |
| | s | 0 6387 | 1 4718 | | 1 5060 | 1 5409 | 1 5711 | 1 5982 | 1 6230 | 1 6680 | 1 7089 | 1 7469 | 1 7826 | 1 8165 | 1 8488 | 1 8797 | 1 9093 |
| | Sh | | | | 37 18 | 87 18 | 137 18 | 187 18 | 237 18 | 337 18 | 437 18 | 537 18 | 637 18 | 737 18 | 837 18 | 937 18 | 1037 18 |
| **480** | v | 0 01967 | 0 9668 | | 1 0409 | 1 1300 | 1 2115 | 1 2881 | 1 3615 | 1 5023 | 1 6384 | 1 7716 | 1 9030 | 2 0330 | 2 1619 | 2 2900 | 2 4173 |
| (462 82) | h | 444 75 | 1204 8 | | 1234 1 | 1269 1 | 1300 8 | 1330 5 | 1358 8 | 1413 6 | 1467 3 | 1520 9 | 1574 9 | 1629 5 | 1684 7 | 1740 6 | 1797 2 |
| | s | 0 6439 | 1 4677 | | 1 4990 | 1 5346 | 1 5652 | 1 5925 | 1 6176 | 1 6628 | 1 7038 | 1 7419 | 1 7777 | 1 8116 | 1 8439 | 1 8748 | 1 9045 |
| | Sh | | | | 32 99 | 82 99 | 132 99 | 182 99 | 232 99 | 332 99 | 432 99 | 532 99 | 632 99 | 732 99 | 832 99 | 932 99 | 1032 99 |
| **500** | v | 0 01975 | 0 9276 | | 0 9919 | 1 0791 | 1 1584 | 1 2327 | 1 3037 | 1 4397 | 1 5708 | 1 6992 | 1 8256 | 1 9507 | 2 0746 | 2 1977 | 2 3200 |
| (467 01) | h | 449 52 | 1204 7 | | 1231 2 | 1267 0 | 1299 1 | 1329 1 | 1357 7 | 1412 7 | 1466 6 | 1520 3 | 1574 4 | 1629 1 | 1684 4 | 1740 3 | 1796 9 |
| | s | 0 6490 | 1 4639 | | 1 4921 | 1 5284 | 1 5595 | 1 5871 | 1 6123 | 1 6578 | 1 6990 | 1 7371 | 1 7730 | 1 8069 | 1 8393 | 1 8702 | 1 8998 |
| | Sh | | | | 28 93 | 78 93 | 128 93 | 178 93 | 228 93 | 328 93 | 428 93 | 528 93 | 628 93 | 728 93 | 828 93 | 928 93 | 1028 93 |
| **520** | v | 0 01982 | 0 8914 | | 0 9466 | 1 0321 | 1 1094 | 1 1816 | 1 2504 | 1 3819 | 1 5085 | 1 6323 | 1 7542 | 1 8746 | 1 9940 | 2 1125 | 2 2302 |
| (471 07) | h | 454 18 | 1204 5 | | 1228 3 | 1264 8 | 1297 4 | 1327 7 | 1356 5 | 1411 8 | 1465 9 | 1519 7 | 1573 9 | 1628 7 | 1684 0 | 1740 0 | 1796 7 |
| | s | 0 6540 | 1 4601 | | 1 4853 | 1 5223 | 1 5539 | 1 5818 | 1 6072 | 1 6530 | 1 6943 | 1 7325 | 1 7684 | 1 8024 | 1 8348 | 1 8657 | 1 8954 |
| | Sh | | | | 24 99 | 74 99 | 124 99 | 174 99 | 224 99 | 324 99 | 424 99 | 524 99 | 624 99 | 724 99 | 824 99 | 924 99 | 1024 99 |
| **540** | v | 0 01990 | 0 8577 | | 0 9045 | 0 9884 | 1 0640 | 1 1342 | 1 2010 | 1 3284 | 1 4508 | 1 5704 | 1 6880 | 1 8042 | 1 9193 | 2 0336 | 2 1471 |
| (475 01) | h | 458 71 | 1204 4 | | 1225 3 | 1262 5 | 1295 7 | 1326 3 | 1355 3 | 1410 9 | 1465 1 | 1519 1 | 1573 4 | 1628 2 | 1683 6 | 1739 7 | 1796 4 |
| | s | 0 6587 | 1 4565 | | 1 4786 | 1 5164 | 1 5485 | 1 5767 | 1 6023 | 1 6483 | 1 6897 | 1 7280 | 1 7640 | 1 7981 | 1 8305 | 1 8615 | 1 8911 |
| | Sh | | | | 21 16 | 71 16 | 121 16 | 171 16 | 221 16 | 321 16 | 421 16 | 521 16 | 621 16 | 721 16 | 821 16 | 921 16 | 1021 16 |
| **560** | v | 0 01998 | 0 8264 | | 0 8653 | 0 9479 | 1 0217 | 1 0902 | 1 1552 | 1 2787 | 1 3972 | 1 5129 | 1 6266 | 1 7388 | 1 8500 | 1 9603 | 2 0699 |
| (478 84) | h | 463 14 | 1204 2 | | 1222 2 | 1260 3 | 1293 9 | 1324 9 | 1354 2 | 1410 0 | 1464 4 | 1518 6 | 1572 9 | 1627 8 | 1683 3 | 1739 4 | 1796 1 |
| | s | 0 6634 | 1 4529 | | 1 4720 | 1 5106 | 1 5431 | 1 5717 | 1 5975 | 1 6438 | 1 6853 | 1 7237 | 1 7598 | 1 7939 | 1 8263 | 1 8573 | 1 8870 |
| | Sh | | | | 17 43 | 67 43 | 117 43 | 167 43 | 217 43 | 317 43 | 417 43 | 517 43 | 617 43 | 717 43 | 817 43 | 917 43 | 1017 43 |
| **580** | v | 0 02006 | 0 7971 | | 0 8287 | 0 9100 | 0 9824 | 1 0492 | 1 1125 | 1 2324 | 1 3473 | 1 4593 | 1 5693 | 1 6780 | 1 7855 | 1 8921 | 1 9980 |
| (482 57) | h | 467 47 | 1203 9 | | 1219 1 | 1258 0 | 1292 1 | 1323 4 | 1353 0 | 1409 2 | 1463 7 | 1518 0 | 1572 4 | 1627 4 | 1682 9 | 1739 1 | 1795 9 |
| | s | 0 6679 | 1 4495 | | 1 4654 | 1 5049 | 1 5380 | 1 5668 | 1 5929 | 1 6394 | 1 6811 | 1 7196 | 1 7556 | 1 7898 | 1 8223 | 1 8533 | 1 8831 |
| | Sh | | | | 13 80 | 63 80 | 113 80 | 163 80 | 213 80 | 313 80 | 413 80 | 513 80 | 613 80 | 713 80 | 813 80 | 913 80 | 1013 80 |
| **600** | v | 0 02013 | 0 7697 | | 0 7944 | 0 8746 | 0 9456 | 1 0109 | 1 0726 | 1 1892 | 1 3008 | 1 4093 | 1 5160 | 1 6211 | 1 7252 | 1 8284 | 1 9309 |
| (486 20) | h | 471 70 | 1203 7 | | 1215 9 | 1255 6 | 1290 3 | 1322 0 | 1351 8 | 1408 3 | 1463 0 | 1517 4 | 1571 9 | 1627 0 | 1682 6 | 1738 8 | 1795 6 |
| | s | 0 6723 | 1 4461 | | 1 4590 | 1 4993 | 1 5329 | 1 5621 | 1 5884 | 1 6351 | 1 6769 | 1 7155 | 1 7517 | 1 7859 | 1 8184 | 1 8494 | 1 8792 |
| | Sh | | | | 5 11 | 55 11 | 105 11 | 155 11 | 205 11 | 305 11 | 405 11 | 505 11 | 605 11 | 705 11 | 805 11 | 905 11 | 1005 11 |
| **650** | v | 0 02032 | 0 7084 | | 0 7173 | 0 7954 | 0 8634 | 0 9254 | 0 9835 | 1 0929 | 1 1969 | 1 2979 | 1 3969 | 1 4944 | 1 5909 | 1 6864 | 1 7813 |
| (494 89) | h | 481 89 | 1202 8 | | 1207 6 | 1249 6 | 1285 7 | 1318 3 | 1348 7 | 1406 0 | 1461 2 | 1515 9 | 1570 7 | 1625 9 | 1681 6 | 1738 0 | 1794 9 |
| | s | 1 6828 | 1 4381 | | 1 4430 | 1 4858 | 1 5207 | 1 5507 | 1 5775 | 1 6249 | 1 6671 | 1 7059 | 1 7422 | 1 7765 | 1 8092 | 1 8403 | 1 8701 |
| | Sh | | | | | 46 92 | 96 92 | 146 92 | 196 92 | 296 92 | 396 92 | 496 92 | 596 92 | 696 92 | 796 92 | 896 92 | 996 92 |
| **700** | v | 0 02050 | 0 6556 | | | 0 7271 | 0 7928 | 0 8520 | 0 9072 | 1 0102 | 1 1078 | 1 2023 | 1 2948 | 1 3858 | 1 4757 | 1 5647 | 1 6530 |
| (503 08) | h | 491 60 | 1201 8 | | | 1243 4 | 1281 0 | 1314 6 | 1345 6 | 1403 7 | 1459 4 | 1514 4 | 1569 4 | 1624 8 | 1680 7 | 1737 2 | 1794 3 |
| | s | 0 6928 | 1 4304 | | | 1 4726 | 1 5090 | 1 5399 | 1 5673 | 1 6154 | 1 6580 | 1 6970 | 1 7335 | 1 7679 | 1 8006 | 1 8318 | 1 8617 |
| | Sh | | | | | 39 16 | 89 16 | 139 16 | 189 16 | 289 16 | 389 16 | 489 16 | 589 16 | 689 16 | 789 16 | 889 16 | 989 16 |
| **750** | v | 0 02069 | 0 6095 | | | 0 6676 | 0 7313 | 0 7882 | 0 8409 | 0 9386 | 1 0306 | 1 1195 | 1 2063 | 1 2916 | 1 3759 | 1 4592 | 1 5419 |
| (510 84) | h | 500 89 | 1200 7 | | | 1236 9 | 1276 1 | 1310 7 | 1342 5 | 1401 5 | 1457 6 | 1512 9 | 1568 2 | 1623 8 | 1679 8 | 1736 4 | 1793 6 |
| | s | 0 7022 | 1 4232 | | | 1 4598 | 1 4977 | 1 5296 | 1 5577 | 1 6065 | 1 6494 | 1 6886 | 1 7252 | 1 7598 | 1 7926 | 1 8239 | 1 8538 |
| | Sh | | | | | 31 79 | 81 79 | 131 79 | 181 79 | 281 79 | 381 79 | 481 79 | 581 79 | 681 79 | 781 79 | 881 79 | 981 79 |
| **800** | v | 0 02087 | 0 5690 | | | 0 6151 | 0 6774 | 0 7323 | 0 7828 | 0 8759 | 0 9631 | 1 0470 | 1 1289 | 1 2093 | 1 2885 | 1 3669 | 1 4446 |
| (518 21) | h | 509 81 | 1199 4 | | | 1230 1 | 1271 1 | 1306 8 | 1339 3 | 1399 1 | 1455 8 | 1511 4 | 1566 9 | 1622 7 | 1678 9 | 1735 7 | 1792 9 |
| | s | 0 7111 | 1 4163 | | | 1 4472 | 1 4869 | 1 5198 | 1 5484 | 1 5980 | 1 6413 | 1 6807 | 1 7175 | 1 7522 | 1 7851 | 1 8164 | 1 8464 |
| | Sh | | | | | 24 76 | 74 76 | 124 76 | 174 76 | 274 76 | 374 76 | 474 76 | 574 76 | 674 76 | 774 76 | 874 76 | 974 76 |
| **850** | v | 0 02105 | 0 5330 | | | 0 5683 | 0 6296 | 0 6829 | 0 7315 | 0 8205 | 0 9034 | 0 9830 | 1 0606 | 1 1366 | 1 2115 | 1 2855 | 1 3588 |
| (525 24) | h | 518 40 | 1198 0 | | | 1223 0 | 1265 9 | 1302 8 | 1336 0 | 1396 8 | 1454 0 | 1510 0 | 1565 7 | 1621 6 | 1678 0 | 1734 9 | 1792 3 |
| | s | 0 7197 | 1 4096 | | | 1 4347 | 1 4763 | 1 5102 | 1 5396 | 1 5899 | 1 6336 | 1 6733 | 1 7102 | 1 7450 | 1 7780 | 1 8094 | 1 8395 |
| | Sh | | | | | 18 05 | 68 05 | 118 05 | 168 05 | 268 05 | 368 05 | 468 05 | 568 05 | 668 05 | 768 05 | 868 05 | 968 05 |
| **900** | v | 0 02123 | 0 5009 | | | 0 5263 | 0 5869 | 0 6388 | 0 6858 | 0 7713 | 0 8504 | 0 9262 | 0 9998 | 1 0720 | 1 1430 | 1 2131 | 1 2825 |
| (531 95) | h | 526 70 | 1196 4 | | | 1215 5 | 1260 6 | 1298 6 | 1332 7 | 1394 4 | 1452 2 | 1508 5 | 1564 4 | 1620 6 | 1677 1 | 1734 1 | 1791 6 |
| | s | 0 7279 | 1 4032 | | | 1 4223 | 1 4659 | 1 5010 | 1 5311 | 1 5822 | 1 6263 | 1 6662 | 1 7033 | 1 7382 | 1 7713 | 1 8028 | 1 8329 |

Sh = sobrecalentamiento, °F
v = volumen específico, pie³/lb
h = entalpía, Btu/lb
s = entropía, Btu/(°F·lb)

## B 15 Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$) (continuación)

| Pres. abs. lbf/plg² (temp. sat.) | | Liq. sat | Vapor sat | Temperatura–°F 550 | 600 | 650 | 700 | 750 | 800 | 850 | 900 | 1000 | 1100 | 1200 | 1300 | 1400 | 1500 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Sh | | | 11.61 | 61.61 | 111.61 | 161.61 | 211.61 | 261.61 | 311.61 | 361.61 | 461.61 | 561.61 | 661.61 | 761.61 | 861.61 | 961.61 |
| **950** | v | 0.02141 | 0.4721 | 0.4883 | 0.5485 | 0.5993 | 0.6449 | 0.6871 | 0.7272 | 0.7656 | 0.8030 | 0.8753 | 0.9455 | 1.0142 | 1.0817 | 1.1484 | 1.2143 |
| (538.39) | h | 534.74 | 1194.7 | 1207.6 | 1255.1 | 1294.4 | 1329.3 | 1361.5 | 1392.0 | 1421.5 | 1450.3 | 1507.0 | 1563.2 | 1619.5 | 1676.2 | 1733.3 | 1791.0 |
| | s | 0.7358 | 1.3970 | 1.4098 | 1.4557 | 1.4921 | 1.5228 | 1.5500 | 1.5748 | 1.5977 | 1.6193 | 1.6595 | 1.6967 | 1.7317 | 1.7649 | 1.7965 | 1.8267 |
| | Sh | | | 5.42 | 55.42 | 105.42 | 155.42 | 205.42 | 255.42 | 305.42 | 355.42 | 455.42 | 555.42 | 655.42 | 755.42 | 855.42 | 955.42 |
| **1000** | v | 0.02159 | 0.4460 | 0.4535 | 0.5137 | 0.5636 | 0.6080 | 0.6489 | 0.6875 | 0.7245 | 0.7603 | 0.8295 | 0.8966 | 0.9622 | 1.0266 | 1.0901 | 1.1529 |
| (544.58) | h | 542.55 | 1192.9 | 1199.3 | 1249.3 | 1290.1 | 1325.9 | 1358.7 | 1389.6 | 1419.4 | 1448.5 | 1505.4 | 1561.9 | 1618.4 | 1675.3 | 1732.5 | 1790.3 |
| | s | 0.7434 | 1.3910 | 1.3973 | 1.4457 | 1.4833 | 1.5149 | 1.5426 | 1.5677 | 1.5908 | 1.6126 | 1.6530 | 1.6905 | 1.7256 | 1.7589 | 1.7905 | 1.8207 |
| | Sh | | | | 49.47 | 99.47 | 149.47 | 199.47 | 249.47 | 299.47 | 349.47 | 449.47 | 549.47 | 649.47 | 749.47 | 849.47 | 949.47 |
| **1050** | v | 0.02177 | 0.4222 | | 0.4821 | 0.5312 | 0.5745 | 0.6142 | 0.6515 | 0.6872 | 0.7216 | 0.7881 | 0.8524 | 0.9151 | 0.9767 | 1.0373 | 1.0973 |
| (550.53) | h | 550.15 | 1191.0 | | 1243.4 | 1285.7 | 1322.4 | 1355.8 | 1387.2 | 1417.3 | 1446.6 | 1503.9 | 1560.7 | 1617.4 | 1674.4 | 1731.8 | 1789.6 |
| | s | 0.7507 | 1.3851 | | 1.4358 | 1.4748 | 1.5072 | 1.5354 | 1.5608 | 1.5842 | 1.6062 | 1.6469 | 1.6845 | 1.7197 | 1.7531 | 1.7848 | 1.8151 |
| | Sh | | | | 43.72 | 93.72 | 143.72 | 193.72 | 243.72 | 293.72 | 343.72 | 443.72 | 543.72 | 643.72 | 743.72 | 843.72 | 943.72 |
| **1100** | v | 0.02195 | 0.4006 | | 0.4531 | 0.5017 | 0.5440 | 0.5826 | 0.6188 | 0.6533 | 0.6865 | 0.7505 | 0.8121 | 0.8723 | 0.9313 | 0.9894 | 1.0468 |
| (556.28) | h | 557.55 | 1189.1 | | 1237.3 | 1281.2 | 1318.8 | 1352.9 | 1384.7 | 1415.2 | 1444.7 | 1502.4 | 1559.4 | 1616.3 | 1673.5 | 1731.0 | 1789.0 |
| | s | 0.7578 | 1.3794 | | 1.4259 | 1.4664 | 1.4996 | 1.5284 | 1.5542 | 1.5779 | 1.6000 | 1.6410 | 1.6787 | 1.7141 | 1.7475 | 1.7793 | 1.8097 |
| | Sh | | | | 39.18 | 89.18 | 139.18 | 189.18 | 239.18 | 289.18 | 339.18 | 439.18 | 539.18 | 639.18 | 739.18 | 839.18 | 939.18 |
| **1150** | v | 0.02214 | 0.3807 | | 0.4263 | 0.4746 | 0.5162 | 0.5538 | 0.5889 | 0.6223 | 0.6544 | 0.7161 | 0.7754 | 0.8332 | 0.8899 | 0.9456 | 1.0007 |
| (561.82) | h | 564.78 | 1187.0 | | 1230.9 | 1276.6 | 1315.2 | 1349.9 | 1382.2 | 1413.0 | 1442.8 | 1500.9 | 1558.1 | 1615.2 | 1672.6 | 1730.2 | 1788.3 |
| | s | 0.7647 | 1.3738 | | 1.4160 | 1.4582 | 1.4923 | 1.5216 | 1.5478 | 1.5717 | 1.5941 | 1.6353 | 1.6732 | 1.7087 | 1.7422 | 1.7741 | 1.8045 |
| | Sh | | | | 32.81 | 82.81 | 132.81 | 182.81 | 232.81 | 282.81 | 332.81 | 432.81 | 532.81 | 632.81 | 732.81 | 832.81 | 932.81 |
| **1200** | v | 0.02232 | 0.3624 | | 0.4016 | 0.4497 | 0.4905 | 0.5273 | 0.5615 | 0.5939 | 0.6250 | 0.6845 | 0.7418 | 0.7974 | 0.8519 | 0.9055 | 0.9584 |
| (567.19) | h | 571.85 | 1184.8 | | 1224.2 | 1271.8 | 1311.5 | 1346.9 | 1379.7 | 1410.8 | 1440.9 | 1499.4 | 1556.9 | 1614.2 | 1671.6 | 1729.4 | 1787.6 |
| | s | 0.7714 | 1.3683 | | 1.4061 | 1.4501 | 1.4851 | 1.5150 | 1.5415 | 1.5658 | 1.5883 | 1.6298 | 1.6679 | 1.7035 | 1.7371 | 1.7691 | 1.7996 |
| | Sh | | | | 22.58 | 72.58 | 122.58 | 172.58 | 222.58 | 272.58 | 322.58 | 422.58 | 522.58 | 622.58 | 722.58 | 822.58 | 922.58 |
| **1300** | v | 0.02269 | 0.3299 | | 0.3570 | 0.4052 | 0.4451 | 0.4804 | 0.5129 | 0.5436 | 0.5729 | 0.6287 | 0.6822 | 0.7341 | 0.7847 | 0.8345 | 0.8836 |
| (577.42) | h | 585.58 | 1180.2 | | 1209.9 | 1261.9 | 1303.9 | 1340.8 | 1374.6 | 1406.4 | 1437.1 | 1496.3 | 1554.3 | 1612.0 | 1669.8 | 1727.9 | 1786.3 |
| | s | 0.7843 | 1.3577 | | 1.3860 | 1.4340 | 1.4711 | 1.5022 | 1.5296 | 1.5544 | 1.5773 | 1.6194 | 1.6578 | 1.6937 | 1.7275 | 1.7596 | 1.7902 |
| | Sh | | | | 12.93 | 62.93 | 112.93 | 162.93 | 212.93 | 262.93 | 312.93 | 412.93 | 512.93 | 612.93 | 712.93 | 812.93 | 912.93 |
| **1400** | v | 0.02307 | 0.3018 | | 0.3176 | 0.3667 | 0.4059 | 0.4400 | 0.4712 | 0.5004 | 0.5282 | 0.5809 | 0.6311 | 0.6798 | 0.7272 | 0.7737 | 0.8195 |
| (587.07) | h | 598.83 | 1175.3 | | 1194.1 | 1251.4 | 1296.1 | 1334.5 | 1369.3 | 1402.0 | 1433.2 | 1493.2 | 1551.8 | 1609.9 | 1668.0 | 1726.3 | 1785.0 |
| | s | 0.7966 | 1.3474 | | 1.3652 | 1.4181 | 1.4575 | 1.4900 | 1.5182 | 1.5436 | 1.5670 | 1.6096 | 1.6484 | 1.6845 | 1.7185 | 1.7508 | 1.7815 |
| | Sh | | | | 3.80 | 53.80 | 103.80 | 153.80 | 203.80 | 253.80 | 303.80 | 403.80 | 503.80 | 603.80 | 703.80 | 803.80 | 903.80 |
| **1500** | v | 0.02346 | 0.2772 | | 0.2820 | 0.3328 | 0.3717 | 0.4049 | 0.4350 | 0.4629 | 0.4894 | 0.5394 | 0.5869 | 0.6327 | 0.6773 | 0.7210 | 0.7639 |
| (596.20) | h | 611.68 | 1170.1 | | 1176.3 | 1240.2 | 1287.9 | 1328.0 | 1364.0 | 1397.4 | 1429.2 | 1490.1 | 1549.2 | 1607.7 | 1666.2 | 1724.8 | 1783.7 |
| | s | 0.8085 | 1.3373 | | 1.3431 | 1.4022 | 1.4443 | 1.4782 | 1.5073 | 1.5333 | 1.5572 | 1.6004 | 1.6395 | 1.6759 | 1.7101 | 1.7425 | 1.7734 |
| | Sh | | | | | 45.13 | 95.13 | 145.13 | 195.13 | 245.13 | 295.13 | 395.13 | 495.13 | 595.13 | 695.13 | 795.13 | 895.13 |
| **1600** | v | 0.02387 | 0.2555 | | | 0.3026 | 0.3415 | 0.3741 | 0.4032 | 0.4301 | 0.4555 | 0.5031 | 0.5482 | 0.5915 | 0.6336 | 0.6748 | 0.7153 |
| (604.87) | h | 624.20 | 1164.5 | | | 1228.3 | 1279.4 | 1321.4 | 1358.5 | 1392.8 | 1425.2 | 1486.9 | 1546.6 | 1605.6 | 1664.3 | 1723.2 | 1782.3 |
| | s | 0.8199 | 1.3274 | | | 1.3861 | 1.4312 | 1.4667 | 1.4968 | 1.5235 | 1.5478 | 1.5916 | 1.6312 | 1.6678 | 1.7022 | 1.7347 | 1.7657 |
| | Sh | | | | | 36.87 | 86.87 | 136.87 | 186.87 | 236.87 | 286.87 | 386.87 | 486.87 | 586.87 | 686.87 | 786.87 | 886.87 |
| **1700** | v | 0.02428 | 0.2361 | | | 0.2754 | 0.3147 | 0.3468 | 0.3751 | 0.4011 | 0.4255 | 0.4711 | 0.5140 | 0.5552 | 0.5951 | 0.6341 | 0.6724 |
| (613.13) | h | 636.45 | 1158.6 | | | 1215.3 | 1270.5 | 1314.5 | 1352.9 | 1388.1 | 1421.2 | 1483.8 | 1544.0 | 1603.4 | 1662.5 | 1721.7 | 1781.0 |
| | s | 0.8309 | 1.3176 | | | 1.3697 | 1.4183 | 1.4555 | 1.4867 | 1.5140 | 1.5388 | 1.5833 | 1.6232 | 1.6601 | 1.6947 | 1.7274 | 1.7585 |
| | Sh | | | | | 28.98 | 78.98 | 128.98 | 178.98 | 228.98 | 278.98 | 378.98 | 478.98 | 578.98 | 678.98 | 778.98 | 878.98 |
| **1800** | v | 0.02472 | 0.2186 | | | 0.2505 | 0.2906 | 0.3223 | 0.3500 | 0.3752 | 0.3988 | 0.4426 | 0.4836 | 0.5229 | 0.5609 | 0.5980 | 0.6343 |
| (621.02) | h | 648.49 | 1152.3 | | | 1201.2 | 1261.1 | 1307.4 | 1347.2 | 1383.3 | 1417.1 | 1480.6 | 1541.4 | 1601.2 | 1660.7 | 1720.1 | 1779.7 |
| | s | 0.8417 | 1.3079 | | | 1.3526 | 1.4054 | 1.4446 | 1.4768 | 1.5049 | 1.5302 | 1.5753 | 1.6156 | 1.6528 | 1.6876 | 1.7204 | 1.7516 |
| | Sh | | | | | 21.44 | 71.44 | 121.44 | 171.44 | 221.44 | 271.44 | 371.44 | 471.44 | 571.44 | 671.44 | 771.44 | 871.44 |
| **1900** | v | 0.02517 | 0.2028 | | | 0.2274 | 0.2687 | 0.3004 | 0.3275 | 0.3521 | 0.3749 | 0.4171 | 0.4565 | 0.4940 | 0.5303 | 0.5656 | 0.6002 |
| (628.56) | h | 660.36 | 1145.6 | | | 1185.7 | 1251.3 | 1300.2 | 1341.4 | 1378.4 | 1412.9 | 1477.4 | 1538.8 | 1599.1 | 1658.8 | 1718.6 | 1778.4 |
| | s | 0.8522 | 1.2981 | | | 1.3346 | 1.3925 | 1.4338 | 1.4672 | 1.4960 | 1.5219 | 1.5677 | 1.6084 | 1.6458 | 1.6808 | 1.7138 | 1.7451 |
| | Sh | | | | | 14.20 | 64.20 | 114.20 | 164.20 | 214.20 | 264.20 | 364.20 | 464.20 | 564.20 | 664.20 | 764.20 | 864.20 |
| **2000** | v | 0.02565 | 0.1883 | | | 0.2056 | 0.2488 | 0.2805 | 0.3072 | 0.3312 | 0.3534 | 0.3942 | 0.4320 | 0.4680 | 0.5027 | 0.5365 | 0.5695 |
| (635.80) | h | 672.11 | 1138.3 | | | 1168.3 | 1240.9 | 1292.6 | 1335.4 | 1373.5 | 1408.7 | 1474.1 | 1536.2 | 1596.9 | 1657.0 | 1717.0 | 1777.1 |
| | s | 0.8625 | 1.2881 | | | 1.3154 | 1.3794 | 1.4231 | 1.4578 | 1.4874 | 1.5138 | 1.5603 | 1.6014 | 1.6391 | 1.6743 | 1.7075 | 1.7389 |
| | Sh | | | | | 7.24 | 57.24 | 107.24 | 157.24 | 207.24 | 257.24 | 357.24 | 457.24 | 557.24 | 657.24 | 757.24 | 857.24 |
| **2100** | v | 0.02615 | 0.1750 | | | 0.1847 | 0.2304 | 0.2624 | 0.2888 | 0.3123 | 0.3339 | 0.3734 | 0.4099 | 0.4445 | 0.4778 | 0.5101 | 0.5418 |
| (642.76) | h | 683.79 | 1130.5 | | | 1148.5 | 1229.8 | 1284.9 | 1329.3 | 1368.4 | 1404.4 | 1470.9 | 1533.6 | 1594.7 | 1655.2 | 1715.4 | 1775.7 |
| | s | 0.8727 | 1.2780 | | | 1.2942 | 1.3661 | 1.4125 | 1.4486 | 1.4790 | 1.5060 | 1.5532 | 1.5948 | 1.6327 | 1.6681 | 1.7014 | 1.7330 |
| | Sh | | | | | .55 | 50.55 | 100.55 | 150.55 | 200.55 | 250.55 | 350.55 | 450.55 | 550.55 | 650.55 | 750.55 | 850.55 |
| **2200** | v | 0.02669 | 0.1627 | | | 0.1636 | 0.2134 | 0.2458 | 0.2720 | 0.2950 | 0.3161 | 0.3545 | 0.3897 | 0.4231 | 0.4551 | 0.4862 | 0.5165 |
| (649.45) | h | 695.46 | 1122.2 | | | 1123.9 | 1218.0 | 1276.8 | 1323.1 | 1363.3 | 1400.0 | 1467.6 | 1530.9 | 1592.5 | 1653.3 | 1713.9 | 1774.4 |
| | s | 0.8828 | 1.2676 | | | 1.2691 | 1.3523 | 1.4020 | 1.4395 | 1.4708 | 1.4984 | 1.5463 | 1.5883 | 1.6266 | 1.6622 | 1.6956 | 1.7273 |
| | Sh | | | | | | 44.11 | 94.11 | 144.11 | 194.11 | 244.11 | 344.11 | 444.11 | 544.11 | 644.11 | 744.11 | 844.11 |
| **2300** | v | 0.02727 | 0.1513 | | | | 0.1975 | 0.2305 | 0.2566 | 0.2793 | 0.2999 | 0.3372 | 0.3714 | 0.4035 | 0.4344 | 0.4643 | 0.4935 |
| (655.89) | h | 707.18 | 1113.2 | | | | 1205.3 | 1268.4 | 1316.7 | 1358.1 | 1395.7 | 1464.2 | 1528.3 | 1590.3 | 1651.5 | 1712.3 | 1773.1 |
| | s | 0.8929 | 1.2569 | | | | 1.3381 | 1.3914 | 1.4305 | 1.4628 | 1.4910 | 1.5397 | 1.5821 | 1.6207 | 1.6565 | 1.6901 | 1.7219 |

Sh = sobrecalentamiento, °F
v = volumen específico, pie³/lb
h = entalpía, Btu/lb
s = entropía, Btu/(°F·lb)

## B 15 Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$) (continuación)

| Pres. abs. lbf/pig² (temp. sat.)¹ | | Líq. sat. | Vapor sat. | Temperatura—°F 700 | 750 | 800 | 850 | 900 | 950 | 1000 | 1050 | 1100 | 1150 | 1200 | 1300 | 1400 | 1500 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Sh | | | 37.89 | 87.89 | 137.89 | 187.89 | 237.89 | 287.89 | 337.89 | 387.89 | 437.89 | 487.89 | 537.89 | 637.89 | 737.89 | 837.89 |
| **2400** | v | 0.02790 | 0.1408 | 0.1824 | 0.2164 | 0.2424 | 0.2648 | 0.2850 | 0.3037 | 0.3214 | 0.3382 | 0.3545 | 0.3703 | 0.3856 | 0.4155 | 0.4443 | 0.4724 |
| (662.11) | h | 718.95 | 1103.7 | 1191.6 | 1259.7 | 1310.1 | 1352.8 | 1391.2 | 1426.9 | 1460.9 | 1493.7 | 1525.6 | 1557.0 | 1588.1 | 1649.6 | 1710.8 | 1771.8 |
| | s | 0.9031 | 1.2460 | 1.3232 | 1.3808 | 1.4217 | 1.4549 | 1.4837 | 1.5095 | 1.5332 | 1.5553 | 1.5761 | 1.5959 | 1.6149 | 1.6509 | 1.6847 | 1.7167 |
| | Sh | | | 31.89 | 81.89 | 131.89 | 181.89 | 231.89 | 281.89 | 331.89 | 381.89 | 431.89 | 481.89 | 531.89 | 631.89 | 731.89 | 831.89 |
| **2500** | v | 0.02859 | 0.1307 | 0.1681 | 0.2032 | 0.2293 | 0.2514 | 0.2712 | 0.2896 | 0.3068 | 0.3232 | 0.3390 | 0.3543 | 0.3692 | 0.3980 | 0.4259 | 0.4529 |
| (668.11) | h | 731.71 | 1093.3 | 1176.7 | 1250.6 | 1303.4 | 1347.4 | 1386.7 | 1423.1 | 1457.5 | 1490.7 | 1522.9 | 1554.6 | 1585.9 | 1647.8 | 1709.2 | 1770.4 |
| | s | 0.9139 | 1.2345 | 1.3076 | 1.3701 | 1.4129 | 1.4472 | 1.4766 | 1.5029 | 1.5269 | 1.5492 | 1.5703 | 1.5903 | 1.6094 | 1.6456 | 1.6796 | 1.7116 |
| | Sh | | | 26.09 | 76.09 | 126.09 | 176.09 | 226.09 | 276.09 | 326.09 | 376.09 | 426.09 | 476.09 | 526.09 | 626.09 | 726.09 | 826.09 |
| **2600** | v | 0.02938 | 0.1211 | 0.1544 | 0.1909 | 0.2171 | 0.2390 | 0.2585 | 0.2765 | 0.2933 | 0.3093 | 0.3247 | 0.3395 | 0.3540 | 0.3819 | 0.4088 | 0.4350 |
| (673.91) | h | 744.47 | 1082.0 | 1160.2 | 1241.1 | 1296.5 | 1341.9 | 1382.1 | 1419.2 | 1454.1 | 1487.7 | 1520.2 | 1552.2 | 1583.7 | 1646.0 | 1707.7 | 1769.1 |
| | s | 0.9247 | 1.2225 | 1.2908 | 1.3592 | 1.4042 | 1.4395 | 1.4696 | 1.4964 | 1.5208 | 1.5434 | 1.5646 | 1.5848 | 1.6040 | 1.6405 | 1.6746 | 1.7068 |
| | Sh | | | 20.47 | 70.47 | 120.47 | 170.47 | 220.47 | 270.47 | 320.47 | 370.47 | 420.47 | 470.47 | 520.47 | 620.47 | 720.47 | 820.47 |
| **2700** | v | 0.03029 | 0.1119 | 0.1411 | 0.1794 | 0.2058 | 0.2275 | 0.2468 | 0.2644 | 0.2809 | 0.2965 | 0.3114 | 0.3259 | 0.3399 | 0.3670 | 0.3931 | 0.4184 |
| (679.53) | h | 757.34 | 1069.7 | 1142.0 | 1231.1 | 1289.5 | 1336.3 | 1377.5 | 1415.2 | 1450.7 | 1484.6 | 1517.5 | 1549.8 | 1581.5 | 1644.1 | 1706.1 | 1767.8 |
| | s | 0.9356 | 1.2097 | 1.2727 | 1.3481 | 1.3954 | 1.4319 | 1.4628 | 1.4900 | 1.5148 | 1.5376 | 1.5591 | 1.5794 | 1.5988 | 1.6355 | 1.6697 | 1.7021 |
| | Sh | | | 15.04 | 65.04 | 115.04 | 165.04 | 215.04 | 265.04 | 315.04 | 365.04 | 415.04 | 465.04 | 515.04 | 615.04 | 715.04 | 815.04 |
| **2800** | v | 0.03134 | 0.1030 | 0.1278 | 0.1685 | 0.1952 | 0.2168 | 0.2358 | 0.2531 | 0.2693 | 0.2845 | 0.2991 | 0.3132 | 0.3268 | 0.3532 | 0.3785 | 0.4030 |
| (684.96) | h | 770.69 | 1055.8 | 1121.2 | 1220.6 | 1282.2 | 1330.7 | 1372.8 | 1411.2 | 1447.2 | 1481.6 | 1514.8 | 1547.3 | 1579.3 | 1642.2 | 1704.5 | 1766.5 |
| | s | 0.9468 | 1.1958 | 1.2527 | 1.3368 | 1.3867 | 1.4245 | 1.4561 | 1.4838 | 1.5089 | 1.5321 | 1.5537 | 1.5742 | 1.5938 | 1.6306 | 1.6651 | 1.6975 |
| | Sh | | | 9.78 | 59.78 | 109.78 | 159.78 | 209.78 | 259.78 | 309.78 | 359.78 | 409.78 | 459.78 | 509.78 | 609.78 | 709.78 | 809.78 |
| **2900** | v | 0.03262 | 0.0942 | 0.1138 | 0.1581 | 0.1853 | 0.2068 | 0.2256 | 0.2427 | 0.2585 | 0.2734 | 0.2877 | 0.3014 | 0.3147 | 0.3403 | 0.3649 | 0.3887 |
| (690.22) | h | 785.13 | 1039.8 | 1095.3 | 1209.6 | 1274.7 | 1324.9 | 1368.0 | 1407.2 | 1443.7 | 1478.5 | 1512.1 | 1544.9 | 1577.0 | 1640.4 | 1703.0 | 1765.2 |
| | s | 0.9588 | 1.1803 | 1.2283 | 1.3251 | 1.3780 | 1.4171 | 1.4494 | 1.4777 | 1.5032 | 1.5266 | 1.5485 | 1.5692 | 1.5889 | 1.6259 | 1.6605 | 1.6931 |
| | Sh | | | 4.67 | 54.67 | 104.67 | 154.67 | 204.67 | 254.67 | 304.67 | 354.67 | 404.67 | 454.67 | 504.67 | 604.67 | 704.67 | 804.67 |
| **3000** | v | 0.03428 | 0.0850 | 0.0982 | 0.1483 | 0.1759 | 0.1975 | 0.2161 | 0.2329 | 0.2484 | 0.2630 | 0.2770 | 0.2904 | 0.3033 | 0.3282 | 0.3522 | 0.3753 |
| (695.33) | h | 801.84 | 1020.3 | 1060.5 | 1197.9 | 1267.0 | 1319.0 | 1363.2 | 1403.1 | 1440.2 | 1475.4 | 1509.4 | 1542.4 | 1574.8 | 1638.5 | 1701.4 | 1763.8 |
| | s | 0.9728 | 1.1619 | 1.1966 | 1.3131 | 1.3692 | 1.4097 | 1.4429 | 1.4717 | 1.4976 | 1.5213 | 1.5434 | 1.5642 | 1.5841 | 1.6214 | 1.6561 | 1.6888 |
| | Sh | | | | 49.72 | 99.72 | 149.72 | 199.72 | 249.72 | 299.72 | 349.72 | 399.72 | 449.72 | 499.72 | 599.72 | 699.72 | 799.72 |
| **3100** | v | 0.03681 | 0.0745 | | 0.1389 | 0.1671 | 0.1887 | 0.2071 | 0.2237 | 0.2390 | 0.2533 | 0.2670 | 0.2800 | 0.2927 | 0.3170 | 0.3403 | 0.3628 |
| (700.28) | h | 823.97 | 993.3 | | 1185.4 | 1259.1 | 1313.0 | 1358.4 | 1399.0 | 1436.7 | 1472.3 | 1506.6 | 1539.9 | 1572.6 | 1636.7 | 1699.8 | 1762.5 |
| | s | 0.9914 | 1.1373 | | 1.3007 | 1.3604 | 1.4024 | 1.4364 | 1.4658 | 1.4920 | 1.5161 | 1.5384 | 1.5594 | 1.5794 | 1.6169 | 1.6518 | 1.6847 |
| | Sh | | | | 44.92 | 94.92 | 144.92 | 194.92 | 244.92 | 294.92 | 344.92 | 394.92 | 444.92 | 494.92 | 594.92 | 694.92 | 794.92 |
| **3200** | v | 0.04472 | 0.0566 | | 0.1300 | 0.1588 | 0.1804 | 0.1987 | 0.2151 | 0.2301 | 0.2442 | 0.2576 | 0.2704 | 0.2827 | 0.3065 | 0.3291 | 0.3510 |
| (705.08) | h | 875.54 | 931.6 | | 1172.3 | 1250.9 | 1306.9 | 1353.4 | 1394.9 | 1433.1 | 1469.2 | 1503.8 | 1537.4 | 1570.3 | 1634.8 | 1698.3 | 1761.2 |
| | s | 1.0351 | 1.0832 | | 1.2877 | 1.3515 | 1.3951 | 1.4300 | 1.4600 | 1.4866 | 1.5110 | 1.5335 | 1.5547 | 1.5749 | 1.6126 | 1.6477 | 1.6806 |
| | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| **3300** | v | | | | 0.1213 | 0.1510 | 0.1727 | 0.1908 | 0.2070 | 0.2218 | 0.2357 | 0.2488 | 0.2613 | 0.2734 | 0.2966 | 0.3187 | 0.3400 |
| | h | | | | 1158.2 | 1242.5 | 1300.7 | 1348.4 | 1390.7 | 1429.5 | 1466.1 | 1501.0 | 1534.9 | 1568.1 | 1632.9 | 1696.7 | 1759.9 |
| | s | | | | 1.2742 | 1.3425 | 1.3879 | 1.4237 | 1.4542 | 1.4813 | 1.5059 | 1.5287 | 1.5501 | 1.5704 | 1.6084 | 1.6436 | 1.6767 |
| | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| **3400** | v | | | | 0.1129 | 0.1435 | 0.1653 | 0.1834 | 0.1994 | 0.2140 | 0.2276 | 0.2405 | 0.2528 | 0.2646 | 0.2872 | 0.3088 | 0.3296 |
| | h | | | | 1143.2 | 1233.7 | 1294.3 | 1343.4 | 1386.4 | 1425.9 | 1462.9 | 1498.3 | 1532.4 | 1565.8 | 1631.1 | 1695.1 | 1758.5 |
| | s | | | | 1.2600 | 1.3334 | 1.3807 | 1.4174 | 1.4486 | 1.4761 | 1.5010 | 1.5240 | 1.5456 | 1.5660 | 1.6042 | 1.6396 | 1.6728 |
| | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| **3500** | v | | | | 0.1048 | 0.1364 | 0.1583 | 0.1764 | 0.1922 | 0.2066 | 0.2200 | 0.2326 | 0.2447 | 0.2563 | 0.2784 | 0.2995 | 0.3198 |
| | h | | | | 1127.1 | 1224.6 | 1287.8 | 1338.2 | 1382.2 | 1422.2 | 1459.7 | 1495.5 | 1529.9 | 1563.6 | 1629.2 | 1693.6 | 1757.2 |
| | s | | | | 1.2450 | 1.3242 | 1.3734 | 1.4112 | 1.4430 | 1.4709 | 1.4962 | 1.5194 | 1.5412 | 1.5618 | 1.6002 | 1.6358 | 1.6691 |
| | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| **3600** | v | | | | 0.0966 | 0.1296 | 0.1517 | 0.1697 | 0.1854 | 0.1996 | 0.2128 | 0.2252 | 0.2371 | 0.2485 | 0.2702 | 0.2908 | 0.3106 |
| | h | | | | 1108.6 | 1215.3 | 1281.2 | 1333.0 | 1377.9 | 1418.6 | 1456.5 | 1492.6 | 1527.4 | 1561.3 | 1627.3 | 1692.0 | 1755.9 |
| | s | | | | 1.2281 | 1.3148 | 1.3662 | 1.4050 | 1.4374 | 1.4658 | 1.4914 | 1.5149 | 1.5369 | 1.5576 | 1.5962 | 1.6320 | 1.6654 |
| | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| **3800** | v | | | | 0.0799 | 0.1169 | 0.1395 | 0.1574 | 0.1729 | 0.1868 | 0.1996 | 0.2116 | 0.2231 | 0.2340 | 0.2549 | 0.2746 | 0.2936 |
| | h | | | | 1064.2 | 1195.5 | 1267.6 | 1322.4 | 1369.1 | 1411.2 | 1450.1 | 1487.0 | 1522.4 | 1556.8 | 1623.6 | 1688.9 | 1753.2 |
| | s | | | | 1.1888 | 1.2955 | 1.3517 | 1.3928 | 1.4265 | 1.4558 | 1.4821 | 1.5061 | 1.5284 | 1.5495 | 1.5886 | 1.6247 | 1.6584 |
| | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| **4000** | v | | | | 0.0631 | 0.1052 | 0.1284 | 0.1463 | 0.1616 | 0.1752 | 0.1877 | 0.1994 | 0.2105 | 0.2210 | 0.2411 | 0.2601 | 0.2783 |
| | h | | | | 1007.4 | 1174.3 | 1253.4 | 1311.6 | 1360.2 | 1403.6 | 1443.6 | 1481.3 | 1517.3 | 1552.2 | 1619.8 | 1685.7 | 1750.6 |
| | s | | | | 1.1396 | 1.2754 | 1.3371 | 1.3807 | 1.4158 | 1.4461 | 1.4730 | 1.4976 | 1.5203 | 1.5417 | 1.5812 | 1.6177 | 1.6516 |
| | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| **4200** | v | | | | 0.0498 | 0.0945 | 0.1183 | 0.1362 | 0.1513 | 0.1647 | 0.1769 | 0.1883 | 0.1991 | 0.2093 | 0.2287 | 0.2470 | 0.2645 |
| | h | | | | 950.1 | 1151.6 | 1238.6 | 1300.4 | 1351.2 | 1396.0 | 1437.1 | 1475.5 | 1512.2 | 1547.6 | 1616.1 | 1682.6 | 1748.0 |
| | s | | | | 1.0905 | 1.2544 | 1.3223 | 1.3686 | 1.4053 | 1.4366 | 1.4642 | 1.4893 | 1.5124 | 1.5341 | 1.5742 | 1.6109 | 1.6452 |
| | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| **4400** | v | | | | 0.0421 | 0.0846 | 0.1090 | 0.1270 | 0.1420 | 0.1552 | 0.1671 | 0.1782 | 0.1887 | 0.1986 | 0.2174 | 0.2351 | 0.2519 |
| | h | | | | 909.5 | 1127.3 | 1223.3 | 1289.0 | 1342.0 | 1388.3 | 1430.4 | 1469.7 | 1507.1 | 1543.0 | 1612.3 | 1679.4 | 1745.3 |
| | s | | | | 1.0556 | 1.2325 | 1.3073 | 1.3566 | 1.3949 | 1.4272 | 1.4556 | 1.4812 | 1.5048 | 1.5268 | 1.5673 | 1.6044 | 1.6389 |

Sh = sobrecalentamiento, °F
v = volumen específico, pie³/lb
h = entalpía, Btu/lb
s = entropía, Btu/(°F·lb)

## B 15 Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$) (continuación)

| Pres. abs. lbf/plg² (temp. sat.) | | Liq. sat. | Vapor sat. | Temperatura – °F 750 | 800 | 850 | 900 | 950 | 1000 | 1050 | 1100 | 1150 | 1200 | 1250 | 1300 | 1400 | 1500 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **4600** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0380 | 0.0751 | 0.1005 | 0.1186 | 0.1335 | 0.1465 | 0.1582 | 0.1691 | 0.1792 | 0.1889 | 0.1982 | 0.2071 | 0.2242 | 0.2404 |
| | h | | | 883.8 | 1100.0 | 1207.3 | 1277.2 | 1332.6 | 1380.5 | 1423.7 | 1463.9 | 1501.9 | 1538.4 | 1573.8 | 1608.5 | 1676.3 | 1742.7 |
| | s | | | 1.0331 | 1.2084 | 1.2922 | 1.3446 | 1.3847 | 1.4181 | 1.4472 | 1.4734 | 1.4974 | 1.5197 | 1.5407 | 1.5607 | 1.5982 | 1.6330 |
| **4800** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0355 | 0.0665 | 0.0927 | 0.1109 | 0.1257 | 0.1385 | 0.1500 | 0.1606 | 0.1706 | 0.1800 | 0.1890 | 0.1977 | 0.2142 | 0.2299 |
| | h | | | 866.9 | 1071.2 | 1190.7 | 1265.2 | 1323.1 | 1372.6 | 1417.0 | 1458.0 | 1496.7 | 1533.8 | 1569.7 | 1604.7 | 1673.1 | 1740.0 |
| | s | | | 1.0180 | 1.1835 | 1.2768 | 1.3327 | 1.3745 | 1.4090 | 1.4390 | 1.4657 | 1.4901 | 1.5128 | 1.5341 | 1.5543 | 1.5921 | 1.6272 |
| **5000** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0338 | 0.0591 | 0.0855 | 0.1038 | 0.1185 | 0.1312 | 0.1425 | 0.1529 | 0.1626 | 0.1718 | 0.1806 | 0.1890 | 0.2050 | 0.2203 |
| | h | | | 854.9 | 1042.9 | 1173.6 | 1252.9 | 1313.5 | 1364.6 | 1410.2 | 1452.1 | 1491.5 | 1529.1 | 1565.5 | 1600.9 | 1670.0 | 1737.4 |
| | s | | | 1.0070 | 1.1593 | 1.2612 | 1.3207 | 1.3645 | 1.4001 | 1.4309 | 1.4582 | 1.4831 | 1.5061 | 1.5277 | 1.5481 | 1.5863 | 1.6216 |
| **5200** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0326 | 0.0531 | 0.0789 | 0.0973 | 0.1119 | 0.1244 | 0.1356 | 0.1458 | 0.1553 | 0.1642 | 0.1728 | 0.1810 | 0.1966 | 0.2114 |
| | h | | | 845.8 | 1016.9 | 1156.0 | 1240.4 | 1303.7 | 1356.6 | 1403.4 | 1446.2 | 1486.3 | 1524.5 | 1561.3 | 1597.2 | 1666.8 | 1734.7 |
| | s | | | 0.9985 | 1.1370 | 1.2455 | 1.3088 | 1.3545 | 1.3914 | 1.4229 | 1.4509 | 1.4762 | 1.4995 | 1.5214 | 1.5420 | 1.5806 | 1.6161 |
| **5400** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0317 | 0.0483 | 0.0728 | 0.0912 | 0.1058 | 0.1182 | 0.1292 | 0.1392 | 0.1485 | 0.1572 | 0.1656 | 0.1736 | 0.1888 | 0.2031 |
| | h | | | 838.5 | 994.3 | 1138.1 | 1227.7 | 1293.7 | 1348.4 | 1396.5 | 1440.3 | 1481.1 | 1519.8 | 1557.1 | 1593.4 | 1663.7 | 1732.1 |
| | s | | | 0.9915 | 1.1175 | 1.2296 | 1.2969 | 1.3446 | 1.3827 | 1.4151 | 1.4437 | 1.4694 | 1.4931 | 1.5153 | 1.5362 | 1.5750 | 1.6109 |
| **5600** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0309 | 0.0447 | 0.0672 | 0.0856 | 0.1001 | 0.1124 | 0.1232 | 0.1331 | 0.1422 | 0.1508 | 0.1589 | 0.1667 | 0.1815 | 0.1954 |
| | h | | | 832.4 | 975.0 | 1119.9 | 1214.8 | 1283.7 | 1340.2 | 1389.6 | 1434.3 | 1475.9 | 1515.2 | 1552.9 | 1589.6 | 1660.5 | 1729.5 |
| | s | | | 0.9855 | 1.1008 | 1.2137 | 1.2850 | 1.3348 | 1.3742 | 1.4075 | 1.4366 | 1.4628 | 1.4869 | 1.5093 | 1.5304 | 1.5697 | 1.6058 |
| **5800** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0303 | 0.0419 | 0.0622 | 0.0805 | 0.0949 | 0.1070 | 0.1177 | 0.1274 | 0.1363 | 0.1447 | 0.1527 | 0.1603 | 0.1747 | 0.1883 |
| | h | | | 827.3 | 958.8 | 1101.8 | 1201.8 | 1273.6 | 1332.0 | 1382.6 | 1428.3 | 1470.6 | 1510.5 | 1548.7 | 1585.8 | 1657.4 | 1726.8 |
| | s | | | 0.9803 | 1.0867 | 1.1981 | 1.2732 | 1.3250 | 1.3658 | 1.3999 | 1.4297 | 1.4564 | 1.4808 | 1.5035 | 1.5248 | 1.5644 | 1.6008 |
| **6000** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0298 | 0.0397 | 0.0579 | 0.0757 | 0.0900 | 0.1020 | 0.1126 | 0.1221 | 0.1309 | 0.1391 | 0.1469 | 0.1544 | 0.1684 | 0.1817 |
| | h | | | 822.9 | 945.1 | 1084.6 | 1188.8 | 1263.4 | 1323.6 | 1375.7 | 1422.3 | 1465.4 | 1505.9 | 1544.6 | 1582.0 | 1654.2 | 1724.2 |
| | s | | | 0.9758 | 1.0746 | 1.1833 | 1.2615 | 1.3154 | 1.3574 | 1.3925 | 1.4229 | 1.4500 | 1.4748 | 1.4978 | 1.5194 | 1.5593 | 1.5960 |
| **6500** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0287 | 0.0358 | 0.0495 | 0.0655 | 0.0793 | 0.0909 | 0.1012 | 0.1104 | 0.1188 | 0.1266 | 0.1340 | 0.1411 | 0.1544 | 0.1669 |
| | h | | | 813.9 | 919.5 | 1046.7 | 1156.3 | 1237.8 | 1302.7 | 1358.1 | 1407.3 | 1452.2 | 1494.2 | 1534.1 | 1572.5 | 1646.4 | 1717.6 |
| | s | | | 0.9661 | 1.0515 | 1.1506 | 1.2328 | 1.2917 | 1.3370 | 1.3743 | 1.4064 | 1.4347 | 1.4604 | 1.4841 | 1.5062 | 1.5471 | 1.5844 |
| **7000** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0279 | 0.0334 | 0.0438 | 0.0573 | 0.0704 | 0.0816 | 0.0915 | 0.1004 | 0.1085 | 0.1160 | 0.1231 | 0.1298 | 0.1424 | 0.1542 |
| | h | | | 806.9 | 901.8 | 1016.5 | 1124.9 | 1212.6 | 1281.7 | 1340.5 | 1392.2 | 1439.1 | 1482.6 | 1523.7 | 1563.1 | 1638.6 | 1711.1 |
| | s | | | 0.9582 | 1.0350 | 1.1243 | 1.2055 | 1.2689 | 1.3171 | 1.3567 | 1.3904 | 1.4200 | 1.4466 | 1.4710 | 1.4938 | 1.5355 | 1.5735 |
| **7500** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0272 | 0.0318 | 0.0399 | 0.0512 | 0.0631 | 0.0737 | 0.0833 | 0.0918 | 0.0996 | 0.1068 | 0.1136 | 0.1200 | 0.1321 | 0.1433 |
| | h | | | 801.3 | 889.0 | 992.9 | 1097.7 | 1188.3 | 1261.0 | 1322.9 | 1377.2 | 1426.0 | 1471.0 | 1513.3 | 1553.7 | 1630.8 | 1704.6 |
| | s | | | 0.9514 | 1.0224 | 1.1033 | 1.1818 | 1.2473 | 1.2980 | 1.3397 | 1.3751 | 1.4059 | 1.4335 | 1.4586 | 1.4819 | 1.5245 | 1.5632 |
| **8000** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0267 | 0.0306 | 0.0371 | 0.0465 | 0.0571 | 0.0671 | 0.0762 | 0.0845 | 0.0920 | 0.0989 | 0.1054 | 0.1115 | 0.1230 | 0.1338 |
| | h | | | 796.6 | 879.1 | 974.4 | 1074.3 | 1165.4 | 1241.0 | 1305.5 | 1362.2 | 1413.0 | 1459.6 | 1503.1 | 1544.5 | 1623.1 | 1698.1 |
| | s | | | 0.9455 | 1.0122 | 1.0864 | 1.1613 | 1.2271 | 1.2798 | 1.3233 | 1.3603 | 1.3924 | 1.4208 | 1.4467 | 1.4705 | 1.5140 | 1.5533 |
| **8500** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0262 | 0.0296 | 0.0350 | 0.0429 | 0.0522 | 0.0615 | 0.0701 | 0.0780 | 0.0853 | 0.0919 | 0.0982 | 0.1041 | 0.1151 | 0.1254 |
| | h | | | 792.7 | 871.2 | 959.8 | 1054.5 | 1144.0 | 1221.9 | 1288.5 | 1347.5 | 1400.2 | 1448.2 | 1492.9 | 1535.3 | 1615.4 | 1691.7 |
| | s | | | 0.9402 | 1.0037 | 1.0727 | 1.1437 | 1.2084 | 1.2627 | 1.3076 | 1.3460 | 1.3793 | 1.4087 | 1.4352 | 1.4597 | 1.5040 | 1.5439 |
| **9000** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0258 | 0.0288 | 0.0335 | 0.0402 | 0.0483 | 0.0568 | 0.0649 | 0.0724 | 0.0794 | 0.0858 | 0.0918 | 0.0975 | 0.1081 | 0.1179 |
| | h | | | 789.3 | 864.7 | 948.0 | 1037.6 | 1125.4 | 1204.1 | 1272.1 | 1333.0 | 1387.5 | 1437.1 | 1482.9 | 1526.3 | 1607.9 | 1685.3 |
| | s | | | 0.9354 | 0.9964 | 1.0613 | 1.1285 | 1.1918 | 1.2468 | 1.2926 | 1.3323 | 1.3667 | 1.3970 | 1.4243 | 1.4492 | 1.4944 | 1.5349 |
| **9500** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0254 | 0.0282 | 0.0322 | 0.0380 | 0.0451 | 0.0528 | 0.0603 | 0.0675 | 0.0742 | 0.0804 | 0.0862 | 0.0917 | 0.1019 | 0.1113 |
| | h | | | 786.4 | 859.2 | 938.3 | 1023.4 | 1108.9 | 1187.7 | 1256.6 | 1318.9 | 1375.1 | 1426.1 | 1473.1 | 1517.3 | 1600.4 | 1679.0 |
| | s | | | 0.9310 | 0.9900 | 1.0516 | 1.1153 | 1.1771 | 1.2320 | 1.2785 | 1.3191 | 1.3546 | 1.3858 | 1.4137 | 1.4392 | 1.4851 | 1.5263 |
| **10000** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0251 | 0.0276 | 0.0312 | 0.0362 | 0.0425 | 0.0495 | 0.0565 | 0.0633 | 0.0697 | 0.0757 | 0.0812 | 0.0865 | 0.0963 | 0.1054 |
| | h | | | 783.8 | 854.5 | 930.2 | 1011.3 | 1094.2 | 1172.6 | 1242.0 | 1305.3 | 1362.9 | 1415.3 | 1463.4 | 1508.6 | 1593.1 | 1672.8 |
| | s | | | 0.9270 | 0.9842 | 1.0432 | 1.1039 | 1.1638 | 1.2185 | 1.2652 | 1.3065 | 1.3429 | 1.3749 | 1.4035 | 1.4295 | 1.4763 | 1.5180 |
| **10500** | Sh | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | v | | | 0.0248 | 0.0271 | 0.0303 | 0.0347 | 0.0404 | 0.0467 | 0.0532 | 0.0595 | 0.0656 | 0.0714 | 0.0768 | 0.0818 | 0.0913 | 0.1001 |
| | h | | | 781.5 | 850.5 | 923.4 | 1001.0 | 1081.3 | 1158.9 | 1228.4 | 1292.4 | 1351.1 | 1404.7 | 1453.9 | 1500.0 | 1585.8 | 1666.7 |
| | s | | | 0.9232 | 0.9790 | 1.0358 | 1.0939 | 1.1519 | 1.2060 | 1.2529 | 1.2946 | 1.3371 | 1.3644 | 1.3937 | 1.4202 | 1.4677 | 1.5100 |

Sh = sobrecalentamiento, °F

v = volumen específico, pie³/lb

h = entalpía, Btu/lb

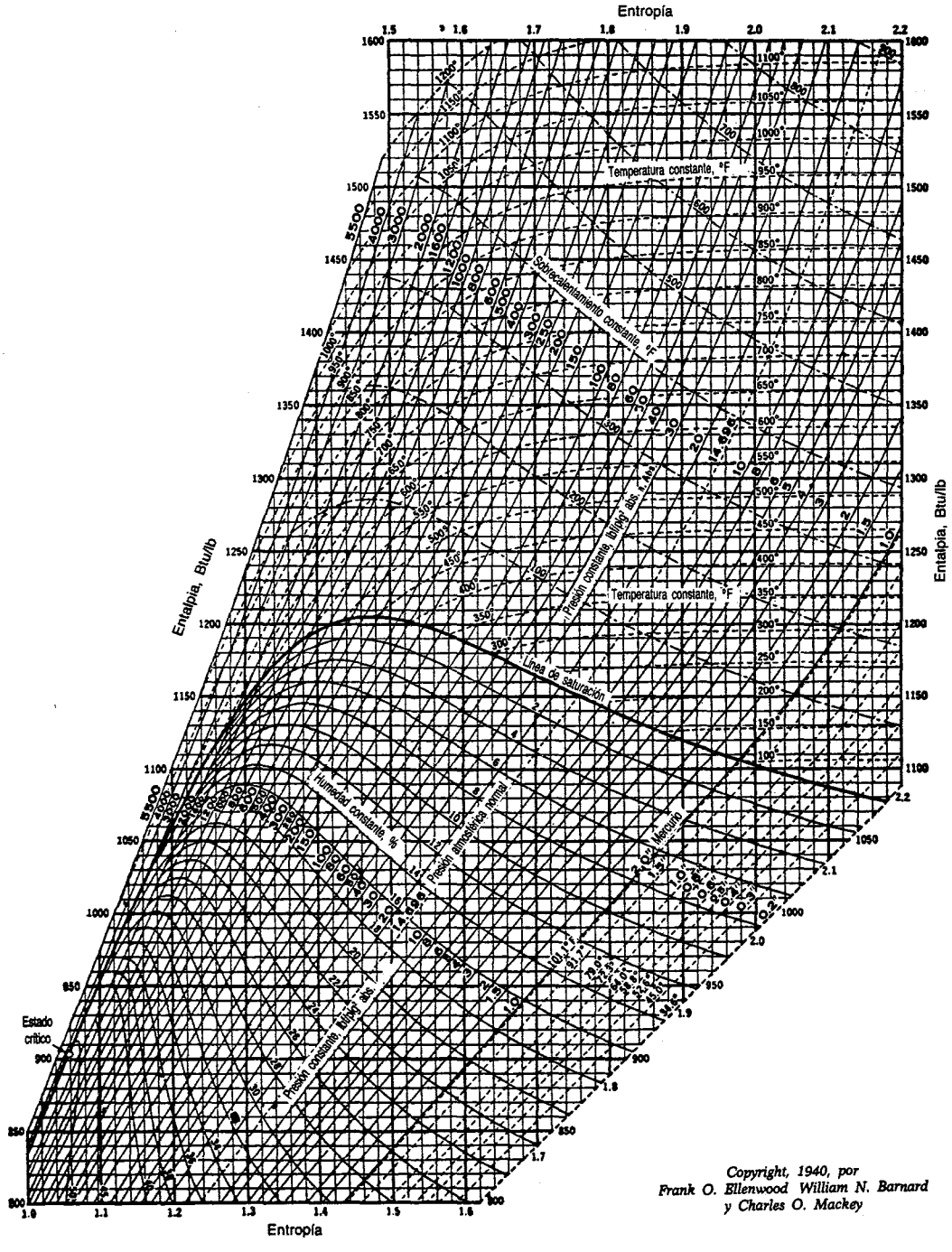
## B 15 Propiedades de vapor sobrecalentado ($H_2O$) (conclusión)

| Pres. abs. lbf/plg² (temp. sat.) | | Liq. sat. | Vapor sat. | Temperatura—°F 750 | 800 | 850 | 900 | 950 | 1000 | 1050 | 1100 | 1150 | 1200 | 1250 | 1300 | 1400 | 1500 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **11000** | v | | | 0.0245 | 0.0267 | 0.0296 | 0.0335 | 0.0386 | 0.0443 | 0.0503 | 0.0562 | 0.0620 | 0.0676 | 0.0727 | 0.0776 | 0.0868 | 0.0952 |
| | h | | | 779.5 | 846.9 | 917.5 | 992.1 | 1069.9 | 1146.3 | 1215.9 | 1280.2 | 1339.7 | 1394.4 | 1444.6 | 1491.5 | 1578.7 | 1660.6 |
| | s | | | 0.9196 | 0.9742 | 1.0292 | 1.0851 | 1.1412 | 1.1945 | 1.2414 | 1.2833 | 1.3209 | 1.3544 | 1.3842 | 1.4112 | 1.4595 | 1.5023 |
| **11500** | v | | | 0.0243 | 0.0263 | 0.0290 | 0.0325 | 0.0370 | 0.0423 | 0.0478 | 0.0534 | 0.0588 | 0.0641 | 0.0691 | 0.0739 | 0.0827 | 0.0909 |
| | h | | | 777.7 | 843.8 | 912.4 | 984.5 | 1059.8 | 1134.9 | 1204.3 | 1268.7 | 1328.8 | 1384.4 | 1435.5 | 1483.2 | 1571.8 | 1654.7 |
| | s | | | 0.9163 | 0.9698 | 1.0232 | 1.0772 | 1.1316 | 1.1840 | 1.2308 | 1.2727 | 1.3107 | 1.3446 | 1.3750 | 1.4025 | 1.4515 | 1.4949 |
| **12000** | v | | | 0.0241 | 0.0260 | 0.0284 | 0.0317 | 0.0357 | 0.0405 | 0.0456 | 0.0508 | 0.0560 | 0.0610 | 0.0659 | 0.0704 | 0.0790 | 0.0869 |
| | h | | | 776.1 | 841.0 | 907.9 | 977.8 | 1050.9 | 1124.5 | 1193.7 | 1258.0 | 1318.5 | 1374.7 | 1426.6 | 1475.1 | 1564.9 | 1648.8 |
| | s | | | 0.9131 | 0.9657 | 1.0177 | 1.0701 | 1.1229 | 1.1742 | 1.2209 | 1.2627 | 1.3010 | 1.3353 | 1.3662 | 1.3941 | 1.4438 | 1.4877 |
| **12500** | v | | | 0.0238 | 0.0256 | 0.0279 | 0.0309 | 0.0346 | 0.0390 | 0.0437 | 0.0486 | 0.0535 | 0.0583 | 0.0629 | 0.0673 | 0.0756 | 0.0832 |
| | h | | | 774.7 | 838.6 | 903.9 | 971.9 | 1043.1 | 1115.2 | 1184.1 | 1247.9 | 1308.8 | 1365.4 | 1418.0 | 1467.2 | 1558.2 | 1643.1 |
| | s | | | 0.9101 | 0.9618 | 1.0127 | 1.0637 | 1.1151 | 1.1653 | 1.2117 | 1.2534 | 1.2918 | 1.3264 | 1.3576 | 1.3860 | 1.4363 | 1.4808 |
| **13000** | v | | | 0.0236 | 0.0253 | 0.0275 | 0.0302 | 0.0336 | 0.0376 | 0.0420 | 0.0466 | 0.0512 | 0.0558 | 0.0602 | 0.0645 | 0.0725 | 0.0799 |
| | h | | | 773.5 | 836.3 | 900.4 | 966.8 | 1036.2 | 1106.7 | 1174.8 | 1238.5 | 1299.6 | 1356.5 | 1409.6 | 1459.4 | 1551.6 | 1637.4 |
| | s | | | 0.9073 | 0.9582 | 1.0080 | 1.0578 | 1.1079 | 1.1571 | 1.2030 | 1.2445 | 1.2831 | 1.3179 | 1.3494 | 1.3781 | 1.4291 | 1.4741 |
| **13500** | v | | | 0.0235 | 0.0251 | 0.0271 | 0.0297 | 0.0328 | 0.0364 | 0.0405 | 0.0448 | 0.0492 | 0.0535 | 0.0577 | 0.0619 | 0.0696 | 0.0768 |
| | h | | | 772.3 | 834.4 | 897.2 | 962.2 | 1030.0 | 1099.1 | 1166.3 | 1229.7 | 1291.0 | 1348.1 | 1401.5 | 1451.8 | 1545.2 | 1631.9 |
| | s | | | 0.9045 | 0.9548 | 1.0037 | 1.0524 | 1.1014 | 1.1495 | 1.1948 | 1.2361 | 1.2749 | 1.3098 | 1.3415 | 1.3705 | 1.4221 | 1.4675 |
| **14000** | v | | | 0.0233 | 0.0248 | 0.0267 | 0.0291 | 0.0320 | 0.0354 | 0.0392 | 0.0432 | 0.0474 | 0.0515 | 0.0555 | 0.0595 | 0.0670 | 0.0740 |
| | h | | | 771.3 | 832.6 | 894.3 | 958.0 | 1024.5 | 1092.3 | 1158.5 | 1221.4 | 1283.0 | 1340.2 | 1393.8 | 1444.4 | 1538.8 | 1626.5 |
| | s | | | 0.9019 | 0.9515 | 0.9996 | 1.0473 | 1.0953 | 1.1426 | 1.1872 | 1.2282 | 1.2671 | 1.3021 | 1.3339 | 1.3631 | 1.4153 | 1.4612 |
| **14500** | v | | | 0.0231 | 0.0246 | 0.0264 | 0.0287 | 0.0314 | 0.0345 | 0.0380 | 0.0418 | 0.0458 | 0.0496 | 0.0534 | 0.0573 | 0.0646 | 0.0714 |
| | h | | | 770.4 | 831.0 | 891.7 | 954.3 | 1019.6 | 1086.2 | 1151.4 | 1213.8 | 1275.4 | 1332.9 | 1386.4 | 1437.3 | 1532.6 | 1621.1 |
| | s | | | 0.8994 | 0.9484 | 0.9957 | 1.0426 | 1.0897 | 1.1362 | 1.1801 | 1.2208 | 1.2597 | 1.2949 | 1.3266 | 1.3560 | 1.4087 | 1.4551 |
| **15000** | v | | | 0.0230 | 0.0244 | 0.0261 | 0.0282 | 0.0308 | 0.0337 | 0.0369 | 0.0405 | 0.0443 | 0.0479 | 0.0516 | 0.0552 | 0.0624 | 0.0690 |
| | h | | | 769.6 | 829.5 | 889.3 | 950.9 | 1015.1 | 1080.6 | 1144.9 | 1206.8 | 1268.1 | 1326.0 | 1379.4 | 1430.3 | 1526.4 | 1615.9 |
| | s | | | 0.8970 | 0.9455 | 0.9920 | 1.0382 | 1.0846 | 1.1302 | 1.1735 | 1.2139 | 1.2525 | 1.2880 | 1.3197 | 1.3491 | 1.4022 | 1.4491 |
| **15500** | v | | | 0.0228 | 0.0242 | 0.0258 | 0.0278 | 0.0302 | 0.0329 | 0.0360 | 0.0393 | 0.0429 | 0.0464 | 0.0499 | 0.0534 | 0.0603 | 0.0668 |
| | h | | | 768.9 | 828.2 | 887.2 | 947.8 | 1011.1 | 1075.7 | 1139.0 | 1200.3 | 1261.1 | 1319.6 | 1372.8 | 1423.6 | 1520.4 | 1610.8 |
| | s | | | 0.8946 | 0.9427 | 0.9886 | 1.0340 | 1.0797 | 1.1247 | 1.1674 | 1.2073 | 1.2457 | 1.2815 | 1.3131 | 1.3424 | 1.3959 | 1.4433 |

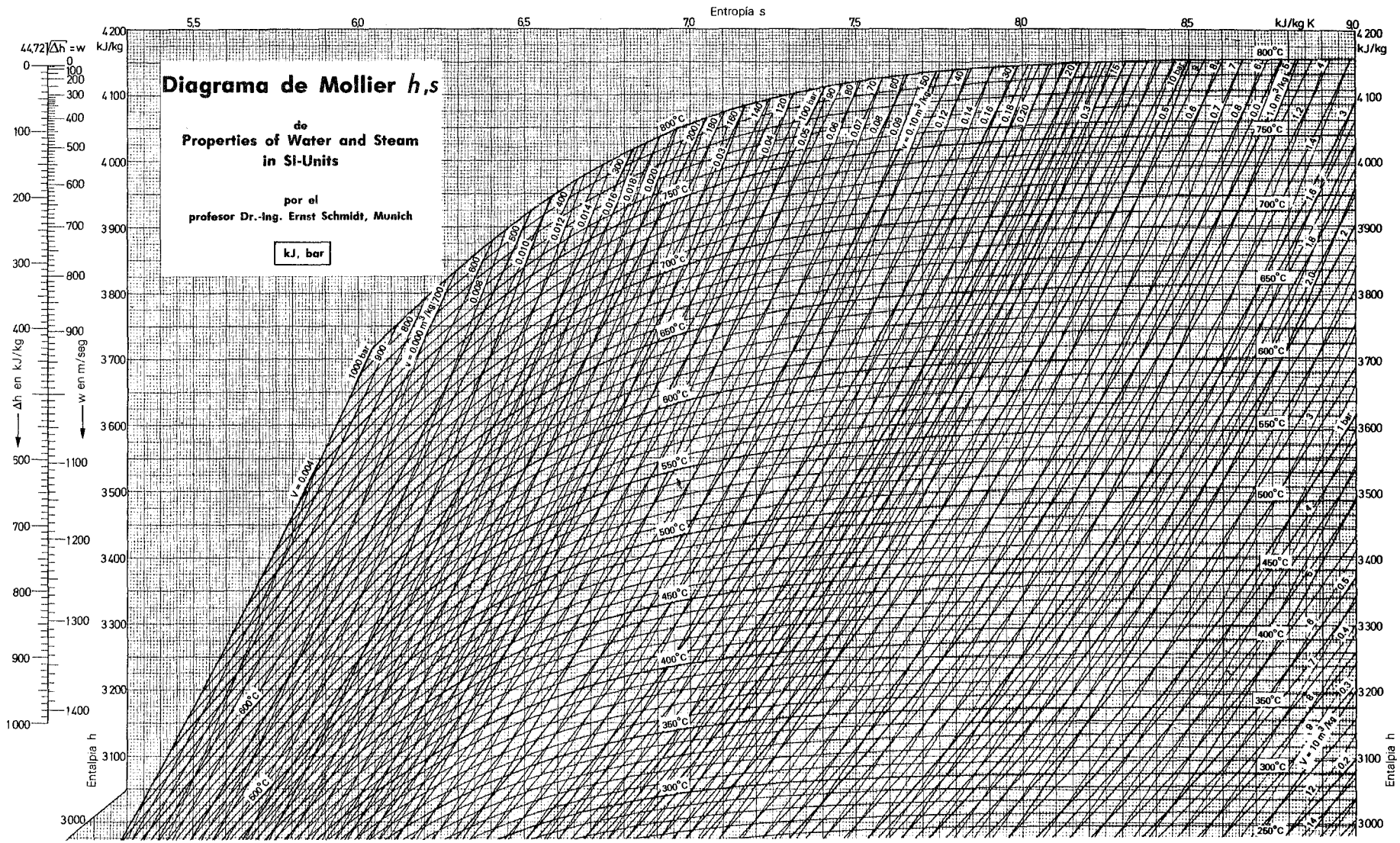
Sh = sobrecalentamiento, °F
v = volumen específico, pie³/lb
h = entalpía, Btu/lb
s = entropía, Btu/(°F·lb)

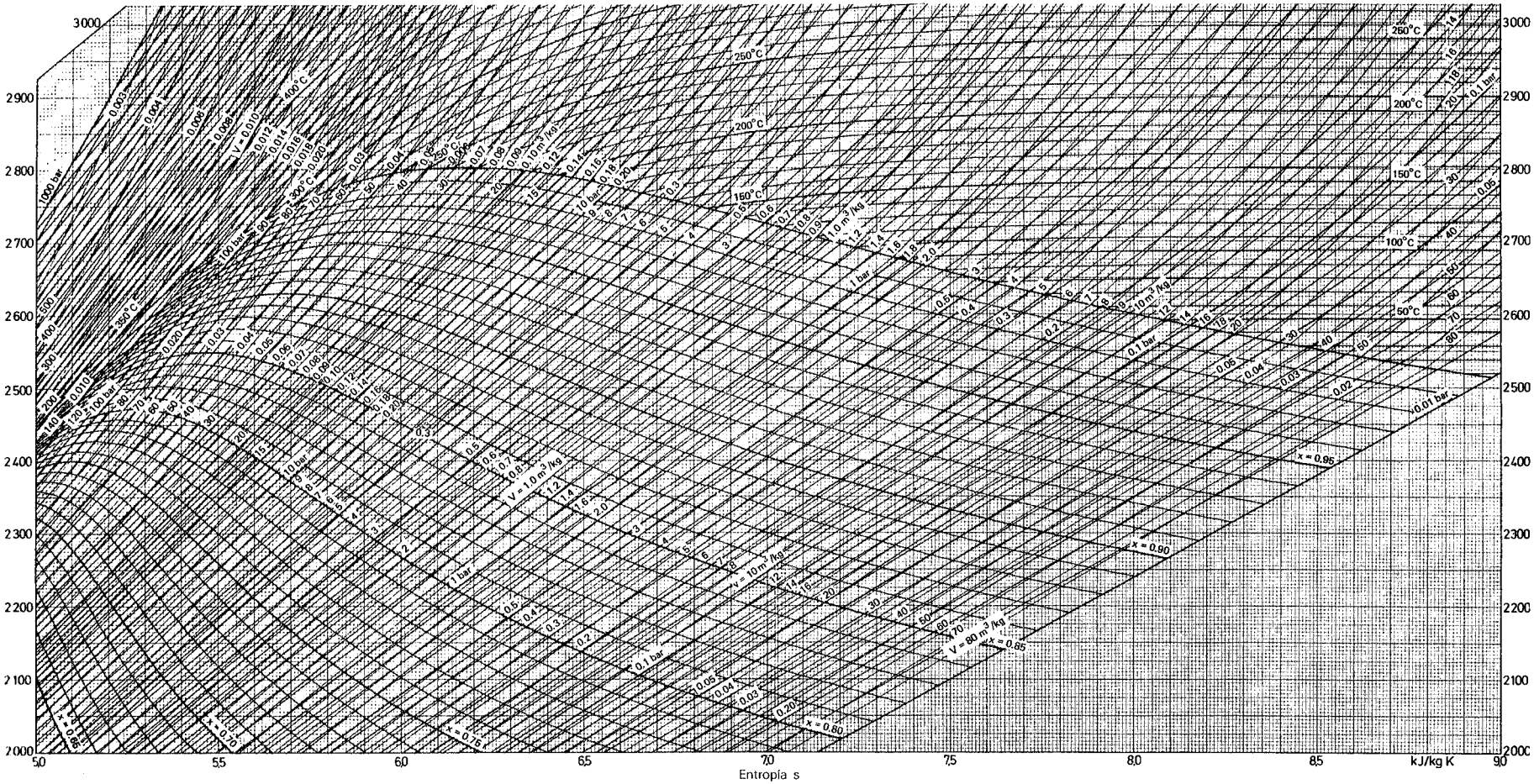
## B 16-A Diagrama de Molier para el vapor ($H_2O$) (unidades SI)

Modificado y reducido a partir de la obra Keenan y Keye *Thermodynamic Properties of Steam*, publicada en 1936 por John Wiley and Sons, Inc. Se reproduce con autorización del editor.




*Copyright, 1940, por Frank O. Ellenwood William N. Barnard y Charles O. Mackey*

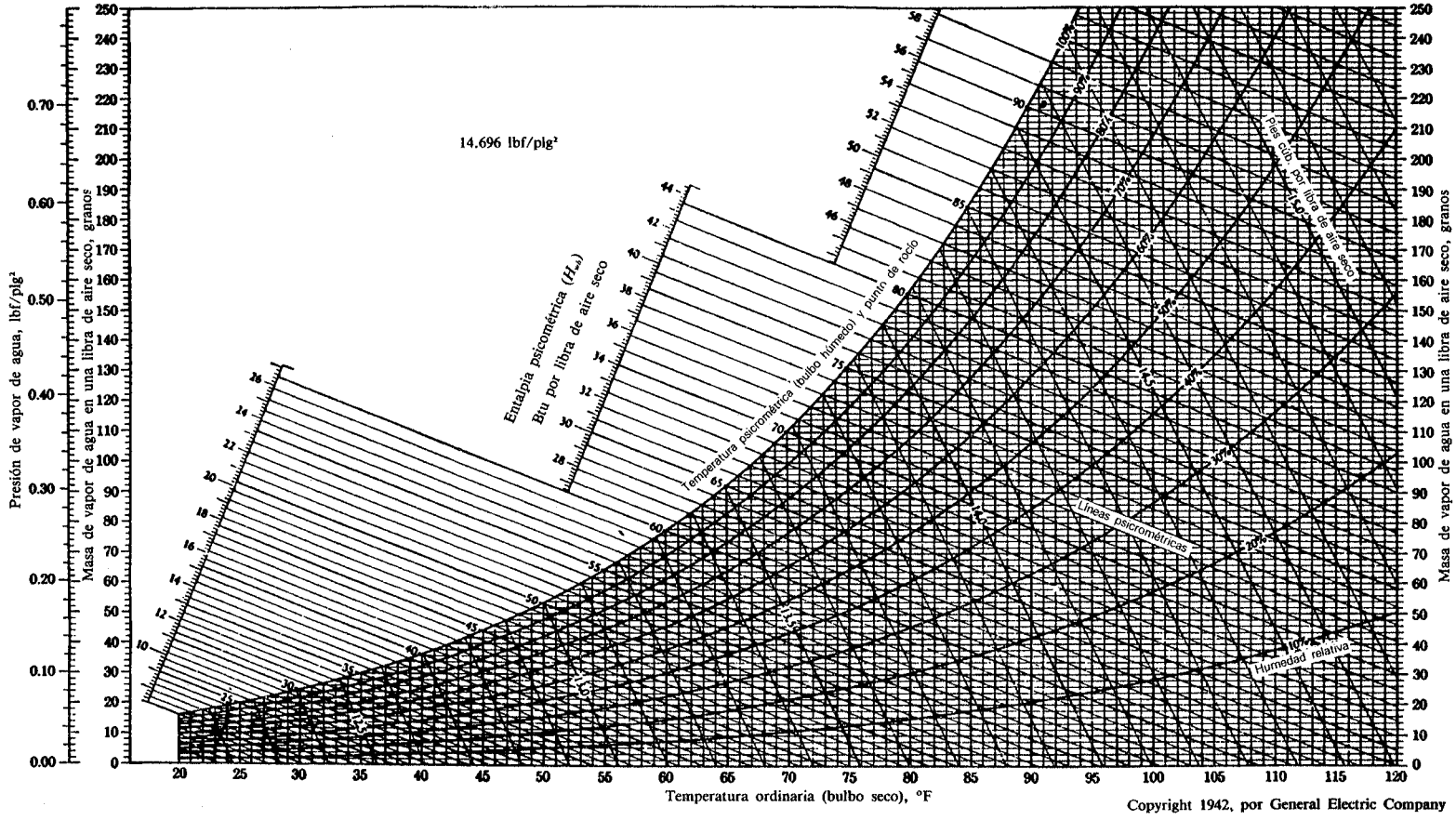

Diagrama de Mollier h,s
de
Properties of Water and Steam
in SI-Units
por el
profesor Dr.-Ing. Ernst Schmidt, Munich
kJ, bar
Entropia s
kJ/kg K
Entalpia h
kJ/kg
44,72√Δh = w
Δh en kJ/kg
w en m/seg




**B 16-B Diagrama de Mollier para el vapor ($H_2O$) (unidades SI)**

Modificado y reducido de la obra *Steam and Air Tables in SI Units*, Irvine y Hartnett, publicada por Hemisphere Publishing Corporation (1976). Se reproduce con autorización de Springer-Verlag Publishing Company, propietarios de los derechos sobre el diagrama.

## B 17 Diagrama psicométrico para mezclas de aire y vapor de agua



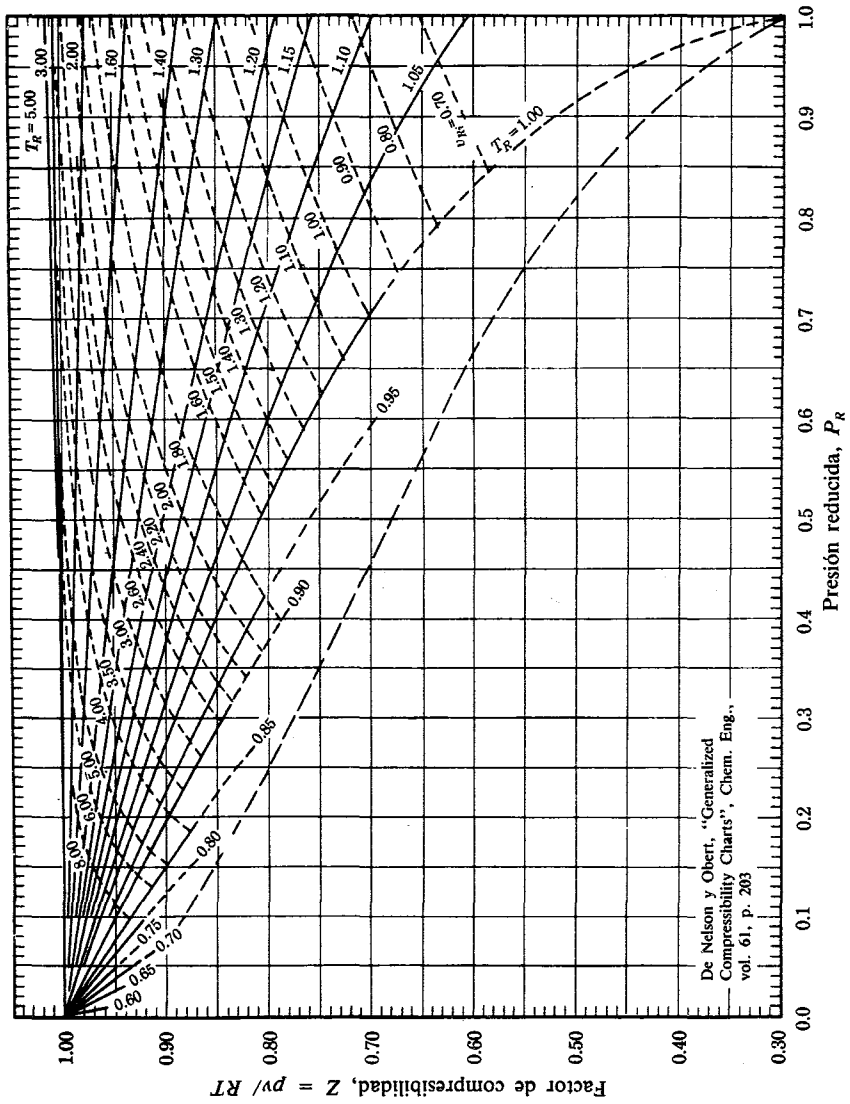

Copyright 1942, por General Electric Company

## B 18 Propiedades críticias y constantes de van der Waals

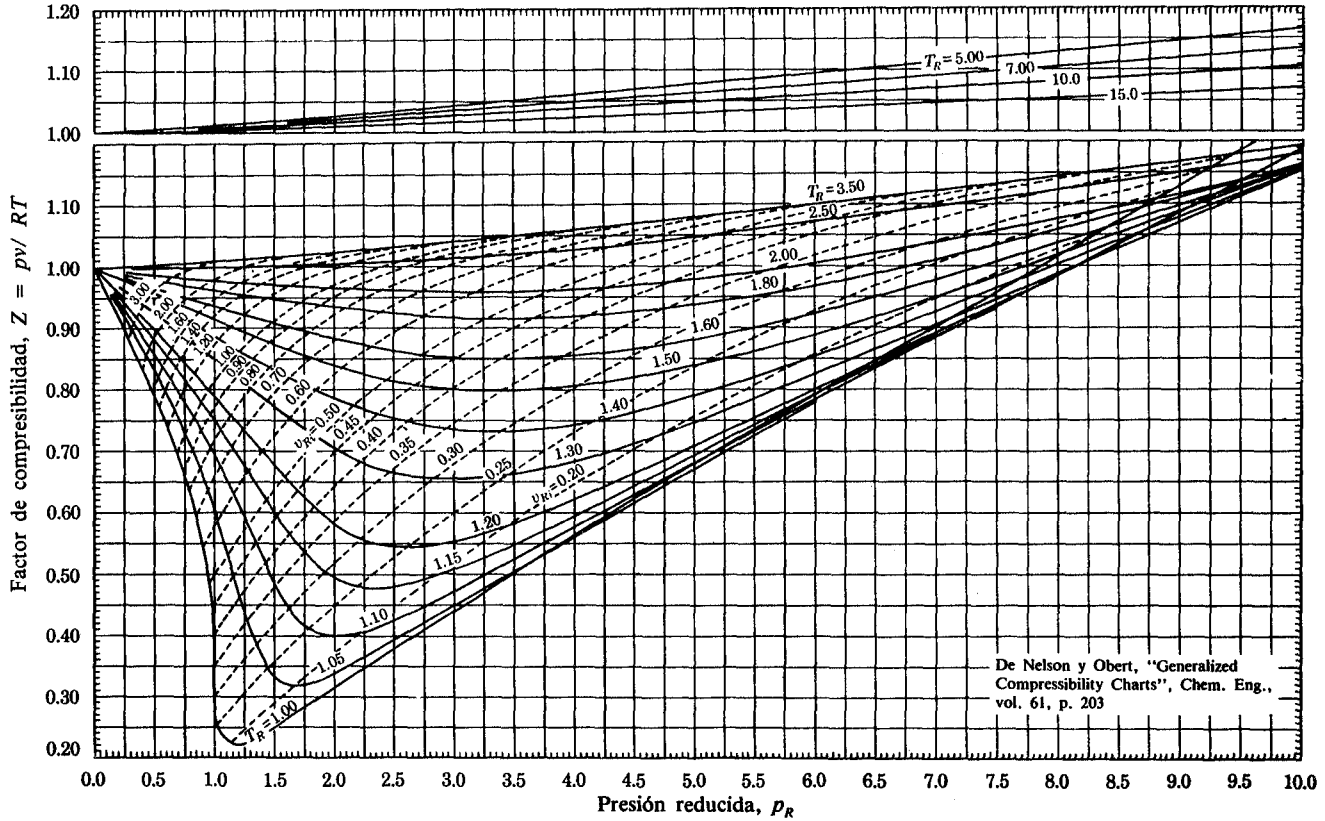
La mayor parte de los valores de $T_c$ y $p_c$ se han adaptado de un trabajo de Nelson y Obert[10.6]; otros provienen de las *International Critical Tables* (I.T.C.). La mayoría de los valores de $\bar{v}_c$ provienen de la publicación [0.3], y otros, también de las I.T.C. Los valores de $Z_c$, $a$ y $b$ han sido calculados a partir de estos datos críticos: $a = 27\,R^2T_c^2/(64p_c)$, y $b = RT_c/(8p_c)$.

| *Sustancia* | $T_c$, °R | $p_c$, atm | $\bar{v}_c$, pie³/lbmol | $\bar{v}_{ci}$, pie³/lbmol | $Z_c = p_c\bar{v}_c/RT_c$ | van der Waals: atm $\left(\frac{a}{\text{pie}^3/\text{lbmol}}\right)^2$ | van der Waals: $b$ pie³/lbmol |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Acetileno ($C_2H_2$) | 556 | 62 | 1.80 | 6.55 | 0.274 | 1121 | 0.818 |
| Aire (equivalente) | 239 | 37.2 | 1.33 | 4.69 | 0.284 | 345.2 | 0.585 |
| Amoniaco ($NH_3$) | 730 | 111.3 | 1.16 | 4.79 | 0.242 | 1076 | 0.598 |
| Argón (A) | 271.6 | 48.34 | 1.19 | 4.10 | 0.291 | | |
| Benzeno ($C_6H_6$) | 1011 | 47.7 | 4.12 | 15.47 | 0.266 | 4736 | 1.896 |
| *n*-Butano ($C_4H_{10}$) | 765 | 37.5 | 4.13 | 14.89 | 0.274 | 3508 | 1.919 |
| Dióxido de carbono ($CO_2$) | 548 | 72.9 | 1.51 | 5.49 | 0.276 | 926 | 0.686 |
| Monóxido de carbono (CO) | 239 | 34.5 | 1.49 | 5.06 | 0.294 | 372 | 0.632 |
| Freón 12 ($CCl_2F_2$) | 692 | 39.6 | 3.55 | 12.76 | 0.273 | 2718 | 1.595 |
| Etano ($C_2H_6$) | 550 | 48.2 | 2.29 | 8.33 | 0.284 | 1410 | 1.041 |
| Etileno ($C_2H_4$) | 510 | 50.5 | 1.98 | 7.37 | 0.270 | 1158 | 0.922 |
| Helio (He) | 9.33 | 2.26 | 0.93 | 3.01 | 0.300 | 8.66 | 0.376 |
| *n*-Heptano ($C_7H_{16}$) | 972 | 27 | 6.86 | 8.31 | 0.26 | 7866 | 3.298 |
| Hidrógeno ($H_2$) | 59.8 | 12.8 | 1.04 | 34.1 | 0.304 | 62.8 | 0.426 |
| Metano ($CH_4$) | 344 | 45.8 | 1.59 | 5.48 | 0.290 | 581 | 0.685 |
| Cloruro de metilo ($CH_3Cl$) | 749 | 65.8 | 2.18 | 8.31 | 0.262 | 1917 | 1.040 |
| Neón (Ne) | 80.3 | 25.9 | 0.668 | 2.26 | 0.295 | | |
| Nitrógeno ($N_2$) | 227 | 33.5 | 1.44 | 4.59 | 0.291 | 346 | 0.618 |
| Nonano ($C_9H_{20}$) | 1071 | 22.86 | 8.86 | 34.2 | 0.250 | | |
| *n*-Octano ($C_8H_{18}$) | 1025 | 24.6 | 7.82 | 30.42 | 0.258 | 9601 | 3.76 |
| Oxígeno ($O_2$) | 278 | 50.1 | 1.19 | 5.05 | 0.290 | 348 | 0.506 |
| Propano ($C_3H_8$) | 666 | 42.1 | 3.13 | 11.55 | 0.276 | 2368 | 1.445 |
| Dióxido de azufre ($SO_2$) | 775 | 77.7 | 1.99 | 7.28 | 0.268 | 1738 | 0.911 |
| Agua ($H_2O$) | 1165 | 218.3 | 0.896 | 3.898 | 0.230 | 1400 | 0.488 |

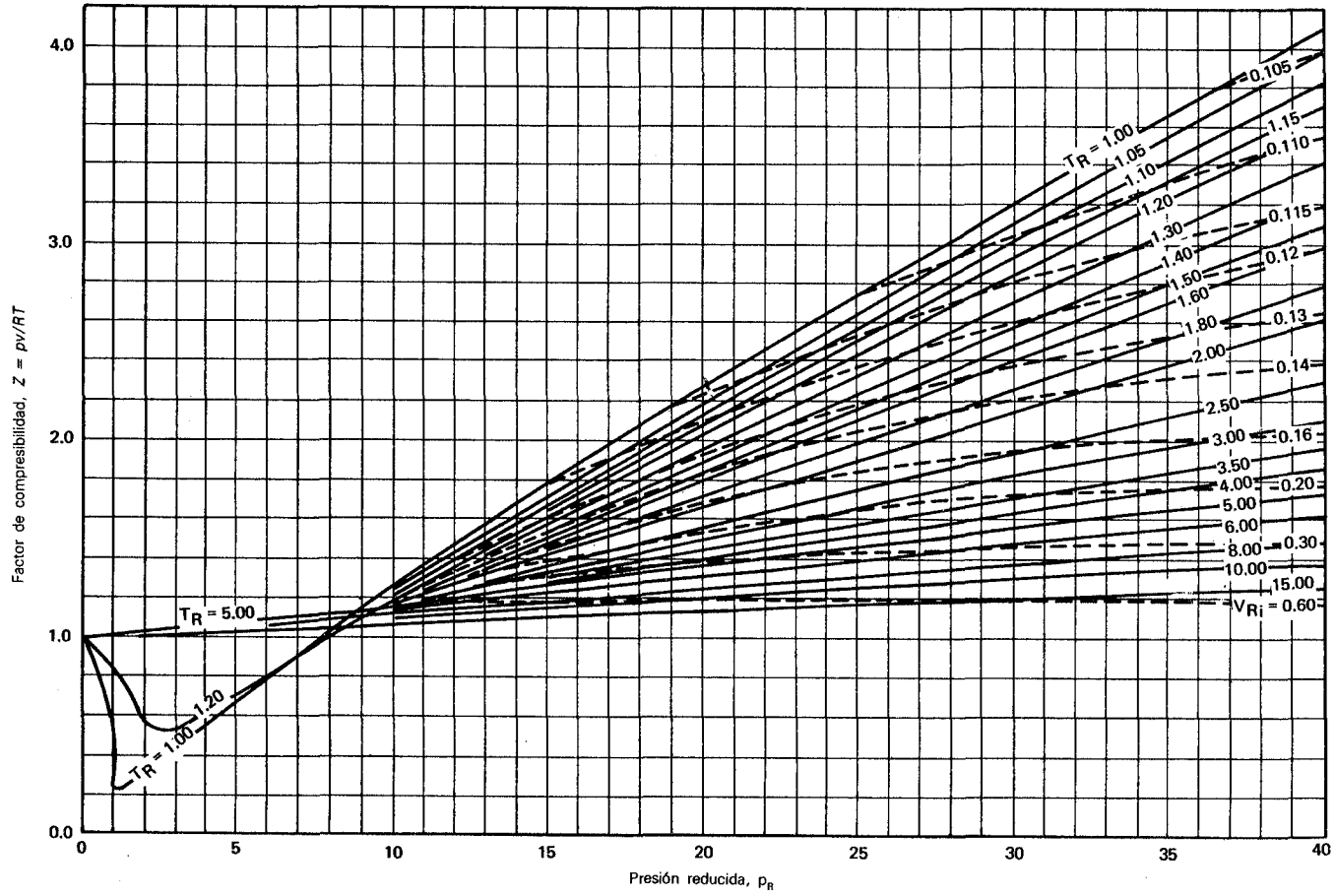
**B 19 Factores de compresibilidad Z, bajas presiones**



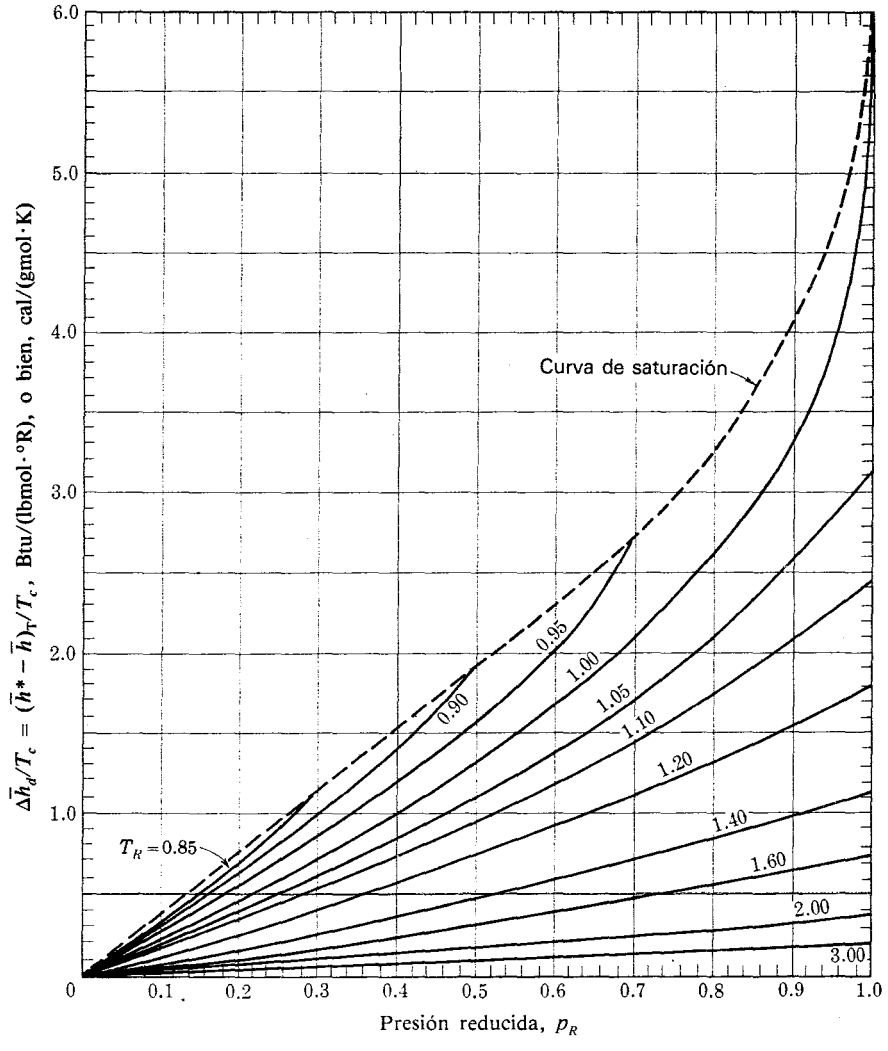
## B 20 Factores de compresibilidad $Z$, presiones intermedias



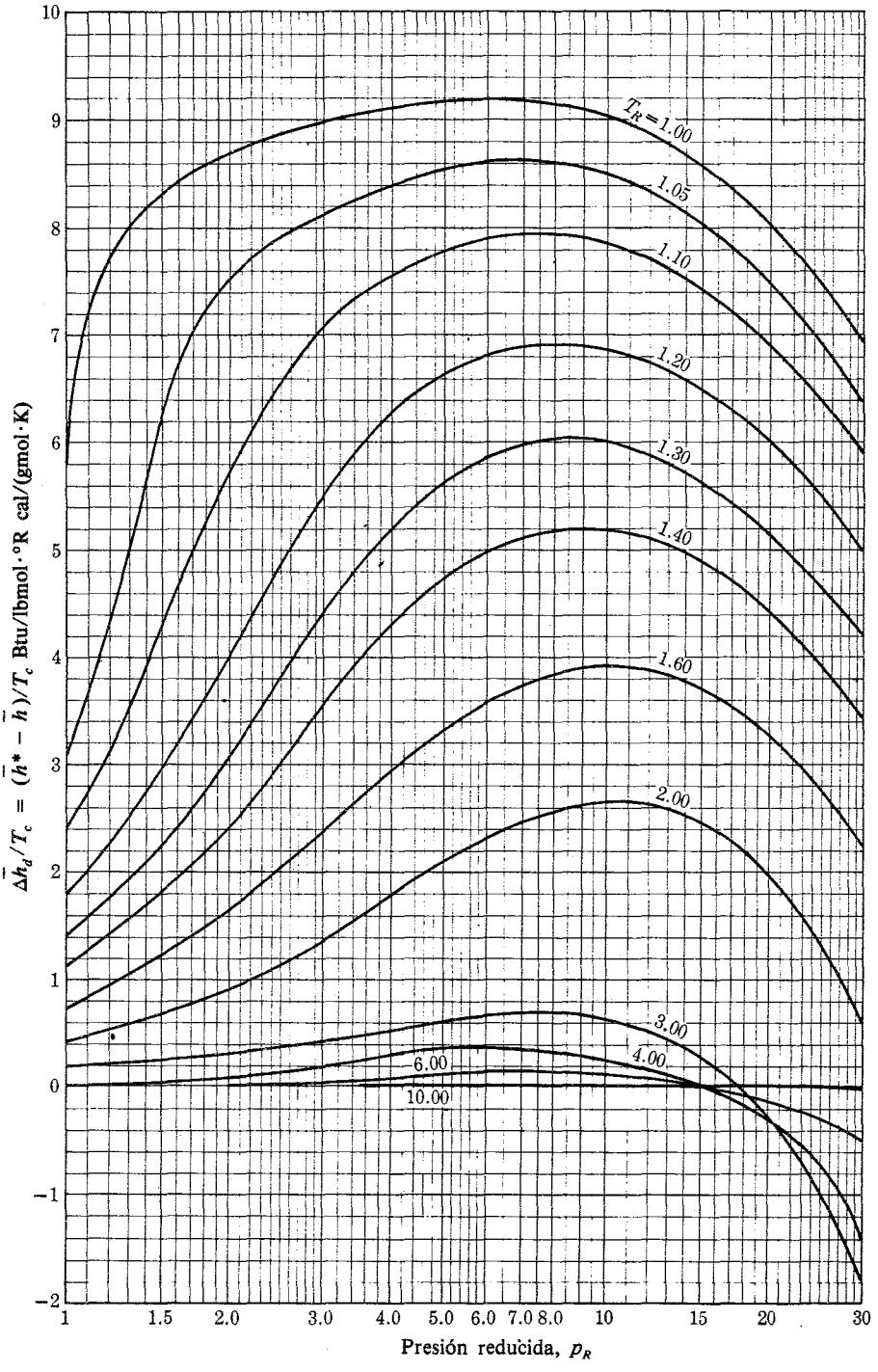
## B 21 Factores de compresibilidad *Z*, altas presiones



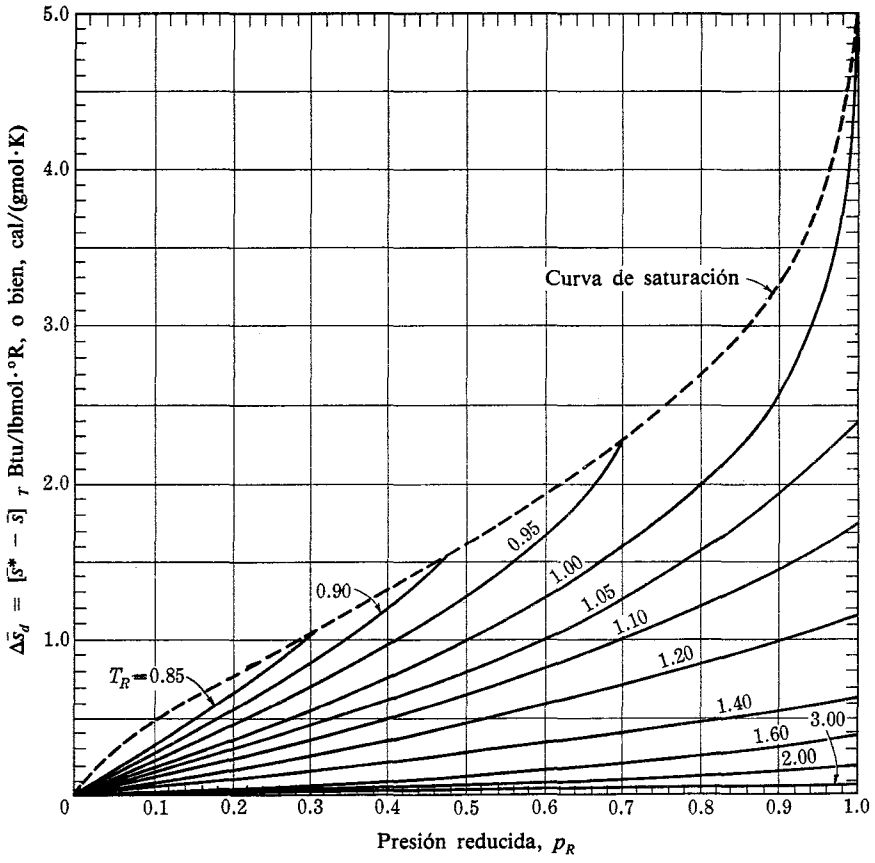
## B 22 Desviación de entalpia, $p_R \leqq 1$ ($Z_c = 0.27$)



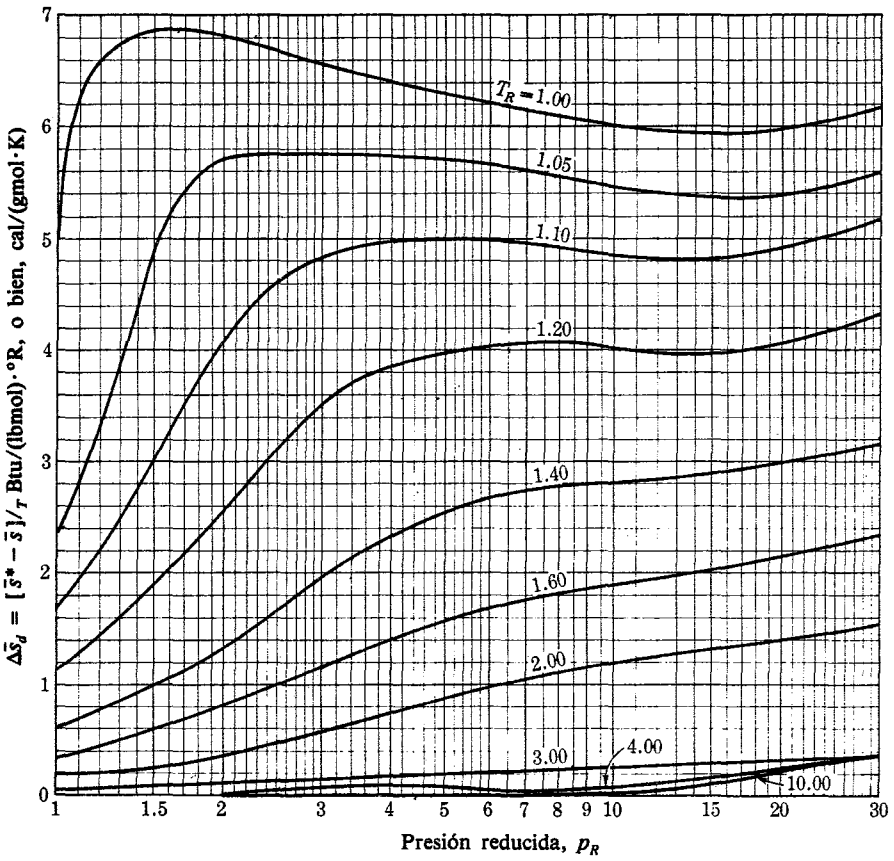
## B 23 Desviación de entalpia, $p_R > 1$ ($Z_c = 0.27$)



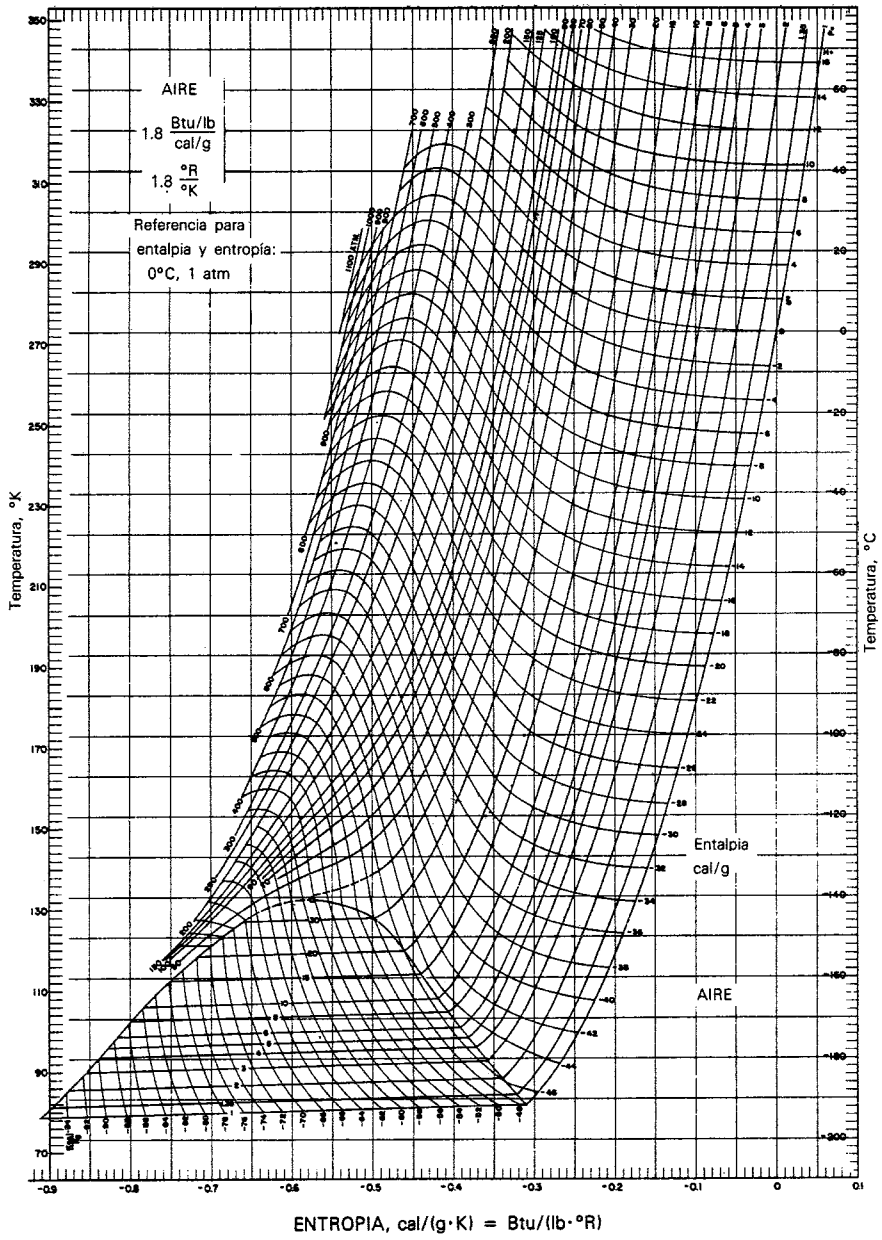
## B 24 Desviación de entalpia, $p_R \leqq 1$ ($Z_c = 0.27$)



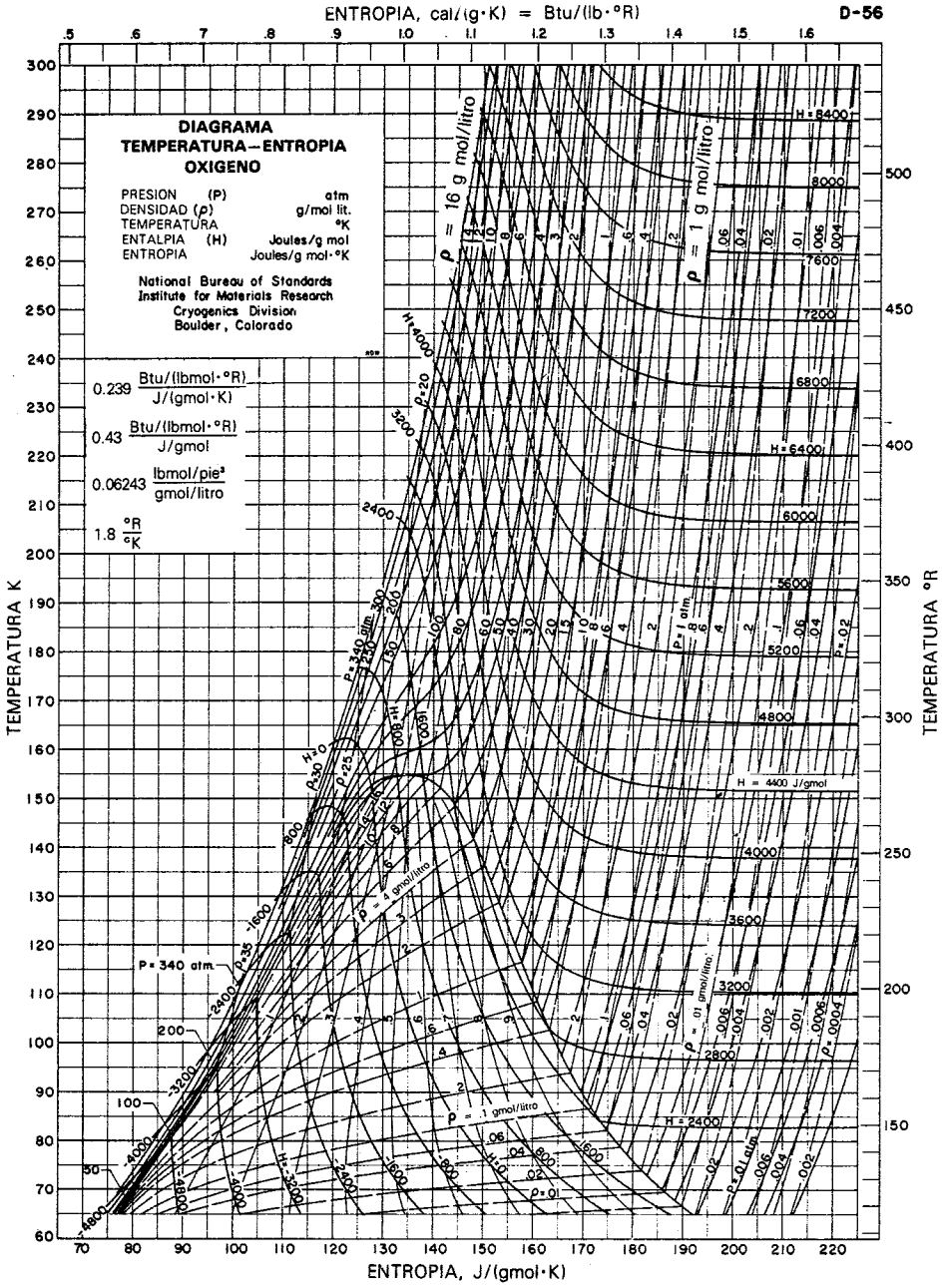
## B 25 Desviación de entropía, $p_R > 1$ ($Z_c = 0.27$)



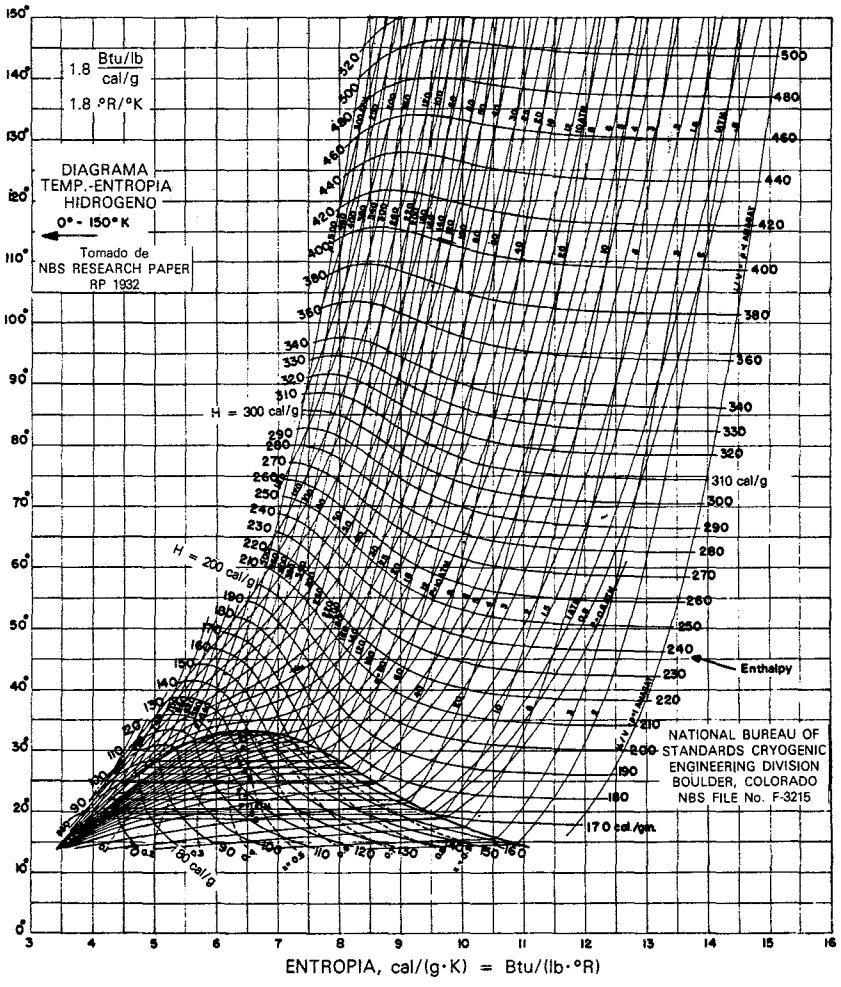
**B 26 Diagrama temperatura-entropía para el aire (cortesía de NBS, a partir de datos de Michels, Wassenaar y Wolkers; Claitor y Crawford)**



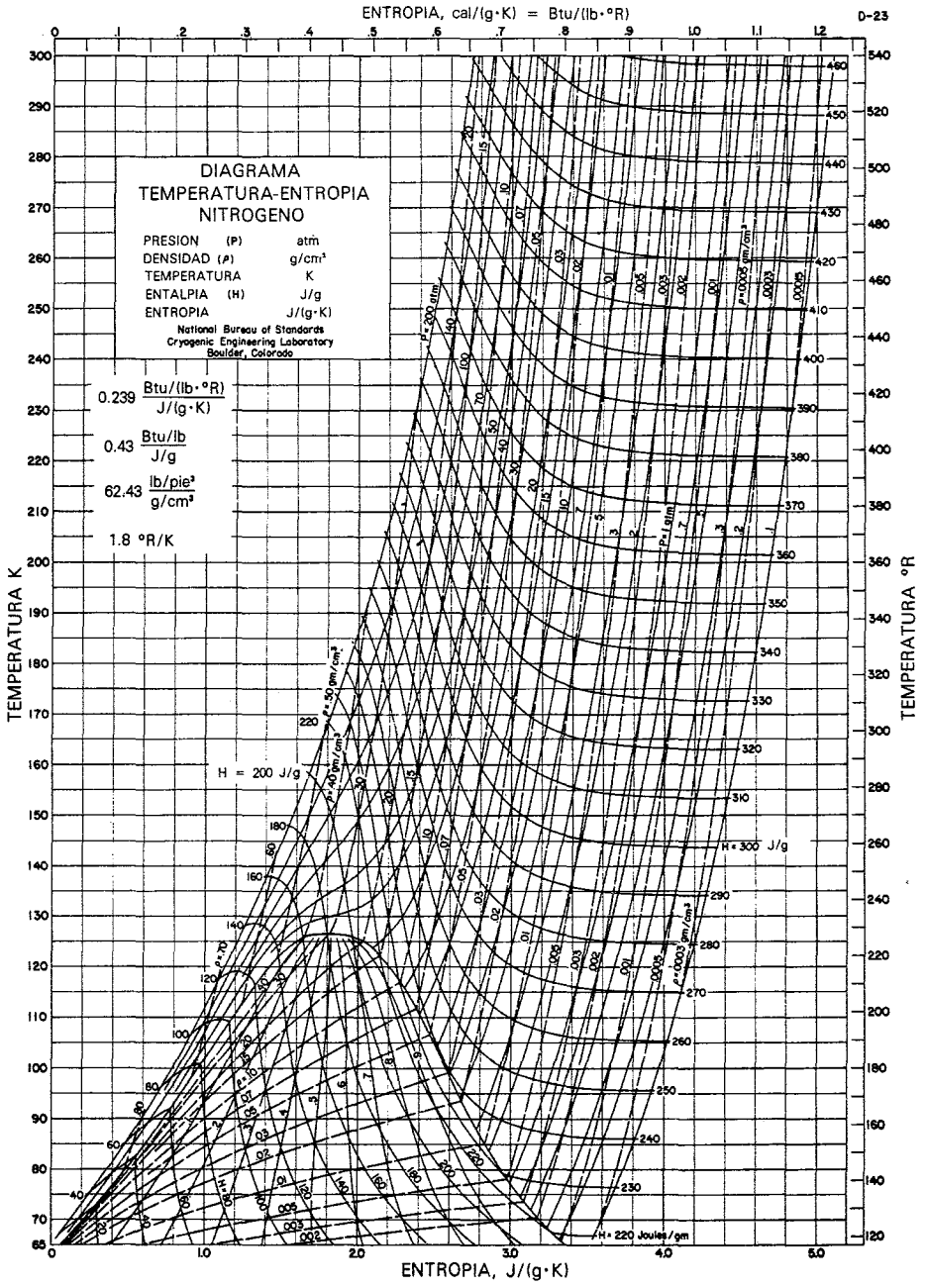
**B 27 Diagrama temperatura-entropía para oxígeno (cortesía de NBS); por Richard B. Stewart, tesis doctoral, Univ. of Iowa)**



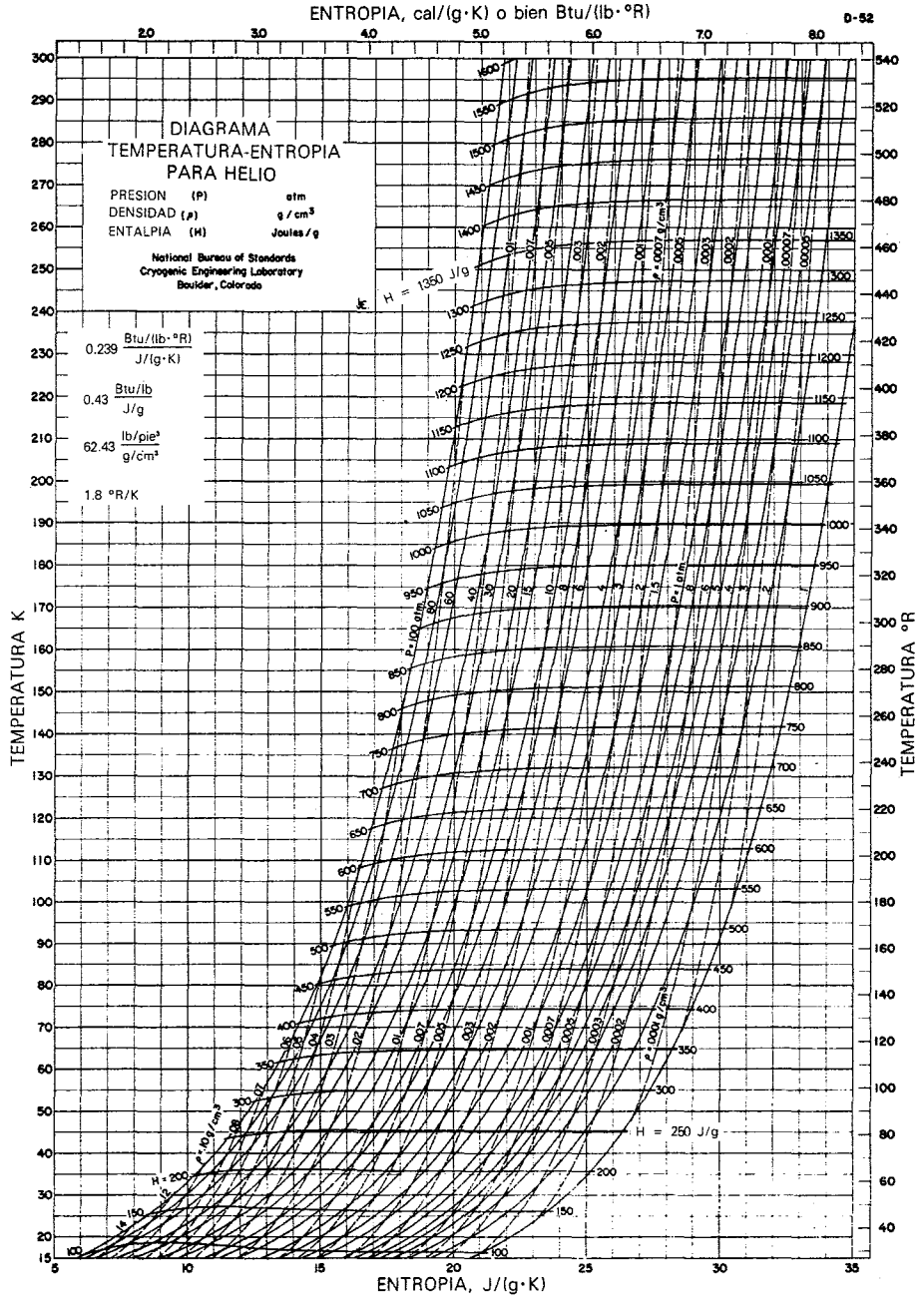
## B 28 Diagrama temperatura-entropía para hidrógeno (Cortesía de NBS)



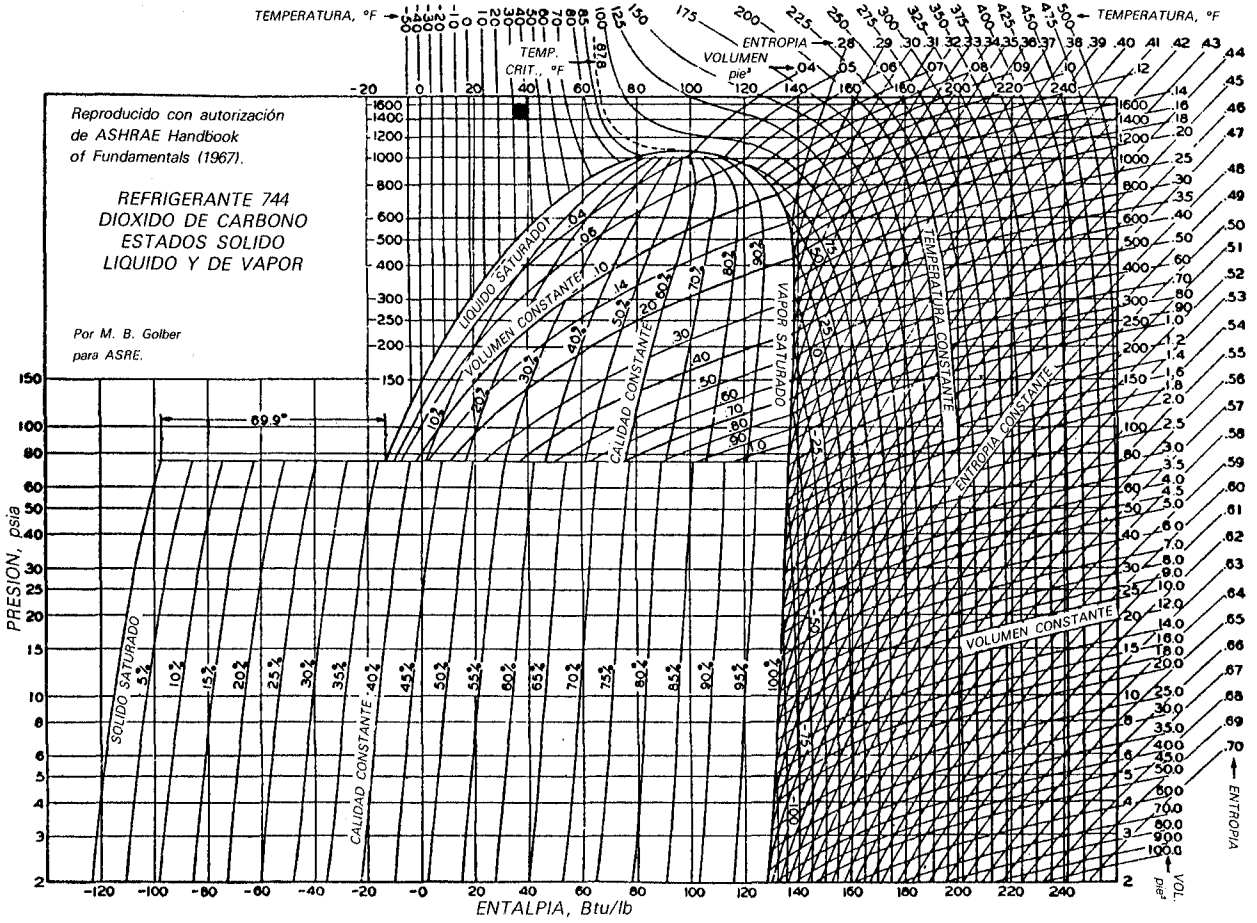
**B 29 . Diagrama temperatura-entropía para nitrógeno (cortesía de NBS; atribuido a T. B. Strobridge, NBS TN 129; R. D. McCarty, L. J. Ericks)**



**B 30 Diagrama temperatura-entropía para helio (cortesía de NBS; atribuido a D. B. Mann, NBS TN 154; R. D. McCarty, L. J. Ericks)**



## B 31 Diagrama presión-entalpia para dióxido de carbono



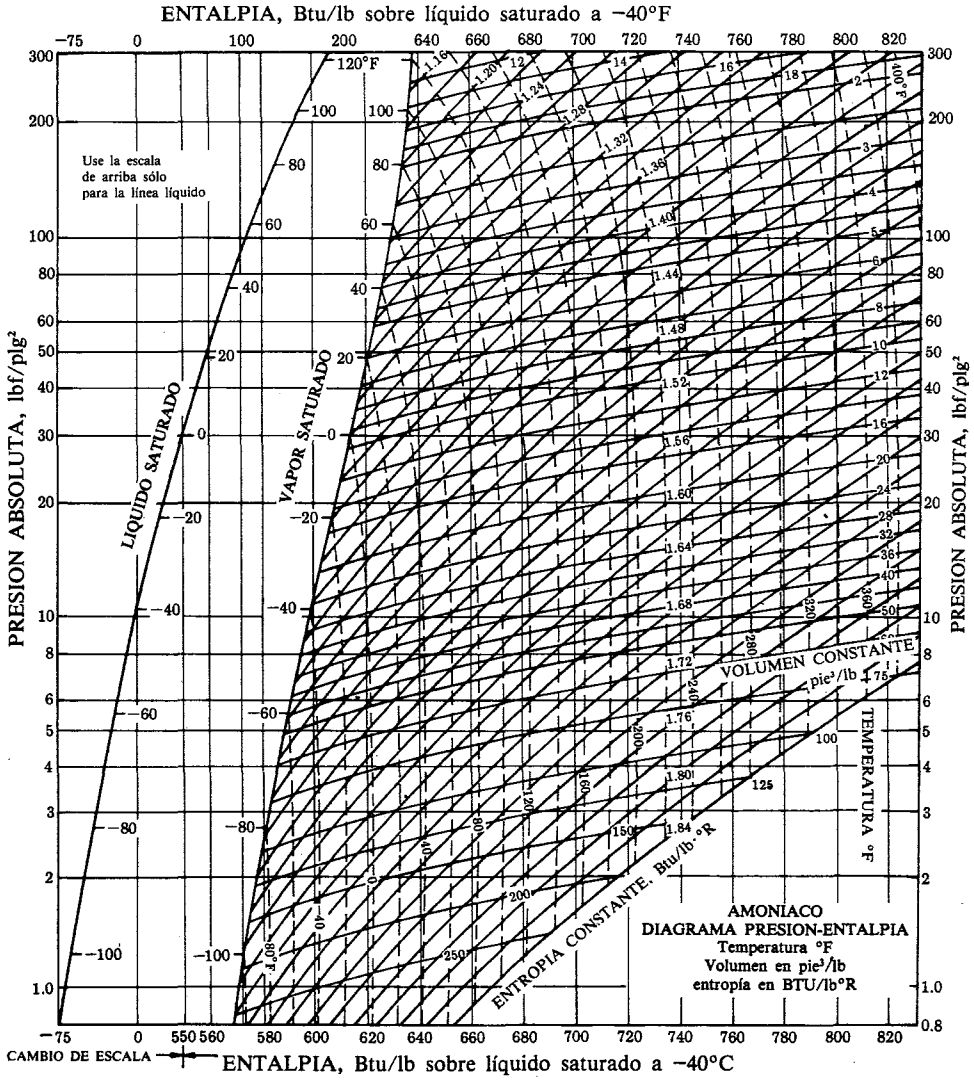
## B 32 Valores de $\log_{10} K_p$ para ciertas reacciones de gases

Tomados o deducidos de JANAF.[0.22]

*Nota: Las temperaturas están en grados Kelvin*

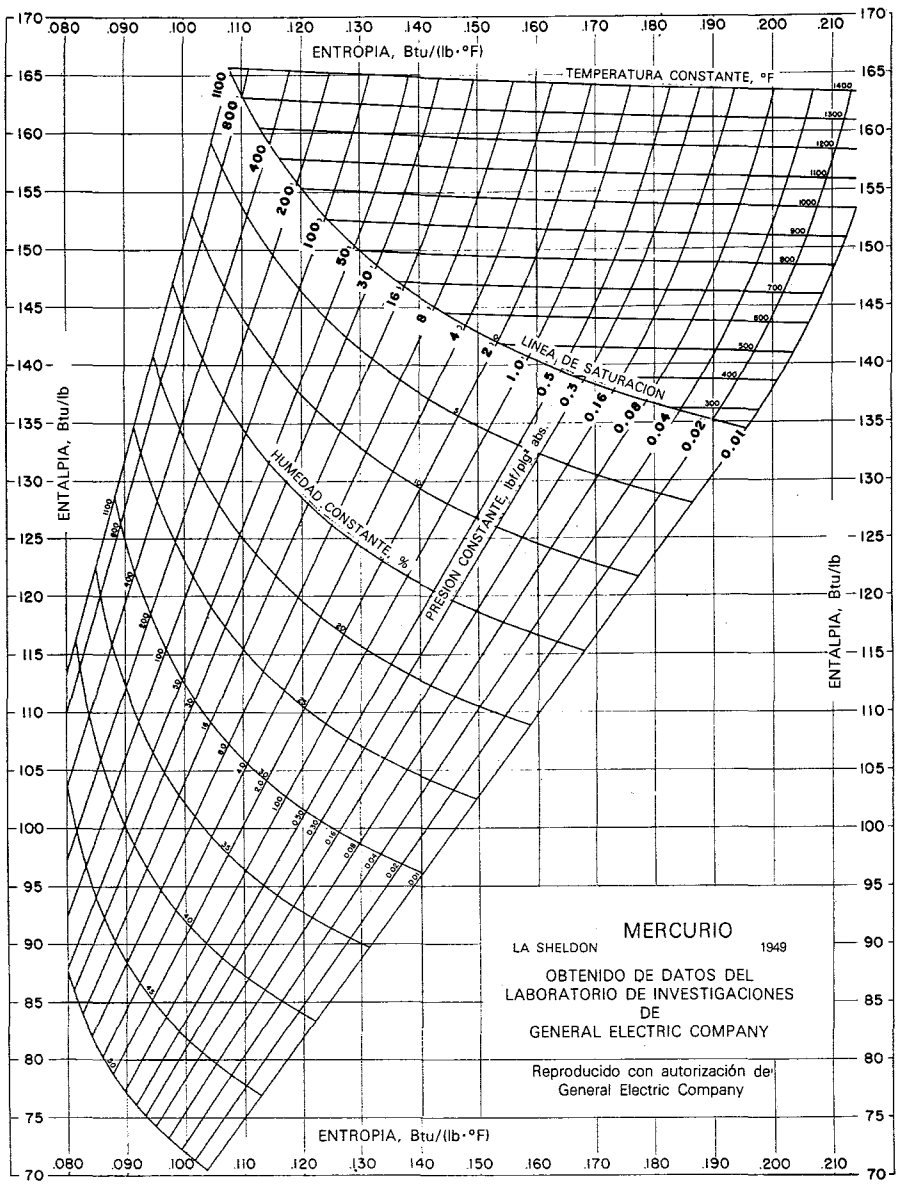
| Reacción → / T, °K ↓ | $CO + \frac{1}{2}O_2$ $= CO_2$ | $H_2 + \frac{1}{2}O_2$ $= H_2O$ | $CO_2 + H_2$ $= CO + H_2O$ | $H_2O =$ $\frac{1}{2}H_2 + OH$ | $\frac{1}{2}N_2 + \frac{1}{2}O_2$ $= NO$ | $\frac{1}{2}O_2 = O$ | $\frac{1}{2}N_2 = N$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 298 | 45.066 | 40.048 | −5.018 | −46.137 | −15.171 | −40.604 | −79.800 |
| 300 | 44.760 | 39.786 | −4.974 | −45.832 | −15.073 | −40.334 | −79.289 |
| 400 | 32.431 | 29.240 | −3.191 | −33.567 | −11.142 | −29.473 | −58.704 |
| 600 | 20.087 | 18.633 | −1.454 | −21.242 | −7.210 | −18.574 | −38.081 |
| 800 | 13.916 | 13.289 | −0.627 | −15.044 | −5.243 | −13.101 | −27.744 |
| 1000 | 10.221 | 10.062 | −0.159 | −11.309 | −4.062 | −9.807 | −21.528 |
| 1200 | 7.764 | 7.899 | +0.135 | −8.811 | −3.275 | −7.604 | −17.377 |
| 1300 | 6.821 | 7.064 | 0.243 | −7.848 | −2.972 | −6.755 | −15.778 |
| 1400 | 6.014 | 6.347 | 0.333 | −7.021 | −2.712 | −6.027 | −14.406 |
| 1500 | 5.316 | 5.725 | 0.409 | −6.305 | −2.487 | −5.395 | −13.217 |
| 1600 | 4.706 | 5.180 | 0.474 | −5.677 | −2.290 | −4.842 | −12.175 |
| 1700 | 4.169 | 4.699 | 0.530 | −5.124 | −2.116 | −4.353 | −11.256 |
| 1800 | 3.693 | 4.270 | 0.577 | −4.631 | −1.962 | −3.918 | −10.437 |
| 1900 | 3.267 | 3.886 | 0.619 | −4.190 | −1.823 | −3.529 | −9.705 |
| 2000 | 2.884 | 3.540 | 0.656 | −3.793 | −1.699 | −3.178 | −9.046 |
| 2100 | 2.539 | 3.227 | 0.668 | −3.434 | −1.586 | −2.860 | −8.449 |
| 2200 | 2.226 | 2.942 | 0.716 | −3.107 | −1.484 | −2.571 | −7.905 |
| 2300 | 1.940 | 2.682 | 0.742 | −2.809 | −1.391 | −2.307 | −7.409 |
| 2400 | 1.679 | 2.443 | 0.764 | −2.535 | −1.305 | −2.065 | −6.954 |
| 2500 | 1.440 | 2.224 | 0.784 | −2.284 | −1.227 | −1.842 | −6.535 |
| 2600 | 1.219 | 2.021 | 0.802 | −2.052 | −1.154 | −1.636 | −6.149 |
| 2700 | 1.015 | 1.833 | 0.818 | −1.837 | −1.087 | −1.446 | −5.790 |
| 2800 | 0.825 | 1.658 | 0.833 | −1.637 | −1.025 | −1.268 | −5.457 |
| 2900 | 0.649 | 1.495 | 0.846 | −1.451 | −0.967 | −1.103 | −5.147 |
| 3000 | 0.485 | 1.343 | 0.858 | −1.278 | −0.913 | −0.949 | −4.858 |
| 3100 | 0.332 | 1.201 | 0.869 | −1.116 | −0.863 | −0.805 | −4.587 |
| 3200 | 0.189 | 1.067 | 0.878 | −0.963 | −0.815 | −0.670 | −4.332 |
| 3300 | 0.054 | 0.942 | 0.888 | −0.821 | −0.771 | −0.543 | −4.093 |
| 3400 | −0.071 | 0.824 | 0.895 | −0.687 | −0.729 | −0.423 | −3.868 |
| 3500 | −0.190 | 0.712 | 0.902 | −0.559 | −0.690 | −0.310 | −3.656 |
| 3600 | −0.302 | 0.607 | 0.909 | −0.440 | −0.653 | −0.204 | −3.455 |
| 3700 | −0.408 | 0.507 | 0.915 | −0.327 | −0.618 | −0.103 | −3.265 |
| 3800 | −0.508 | 0.413 | 0.921 | −0.220 | −0.585 | −0.007 | −3.086 |
| 3900 | −0.603 | 0.323 | 0.926 | −0.120 | −0.554 | +0.084 | −2.915 |
| 4000 | −0.692 | 0.238 | 0.930 | −0.022 | −0.524 | 0.170 | −2.752 |
| 4200 | −0.858 | +0.079 | 0.937 | +0.158 | −0.470 | 0.330 | −2.450 |
| 4400 | −1.009 | −0.065 | 0.944 | 0.320 | −0.420 | 0.475 | −2.176 |
| 4600 | −1.147 | −0.197 | 0.950 | 0.469 | −0.375 | 0.608 | −1.924 |
| 4800 | −1.272 | −0.319 | 0.953 | 0.606 | −0.333 | 0.730 | −1.694 |
| 5000 | −1.386 | −0.430 | 0.956 | 0.731 | −0.296 | 0.843 | −1.481 |
| 5200 | −1.492 | −0.534 | 0.958 | 0.847 | −0.261 | 0.946 | −1.284 |
| 5400 | −1.589 | −0.630 | 0.959 | 0.954 | −0.229 | 1.042 | −1.102 |
| 5600 | −1.679 | −0.719 | 0.960 | 1.053 | −0.199 | 1.132 | −0.932 |
| 5800 | −1.763 | −0.803 | 0.960 | 1.146 | −0.172 | 1.215 | −0.774 |
| 6000 | −1.841 | −0.880 | 0.961 | 1.232 | −0.147 | 1.292 | −0.625 |

## B 33 Diagrama presión-entalpia para amoniaco

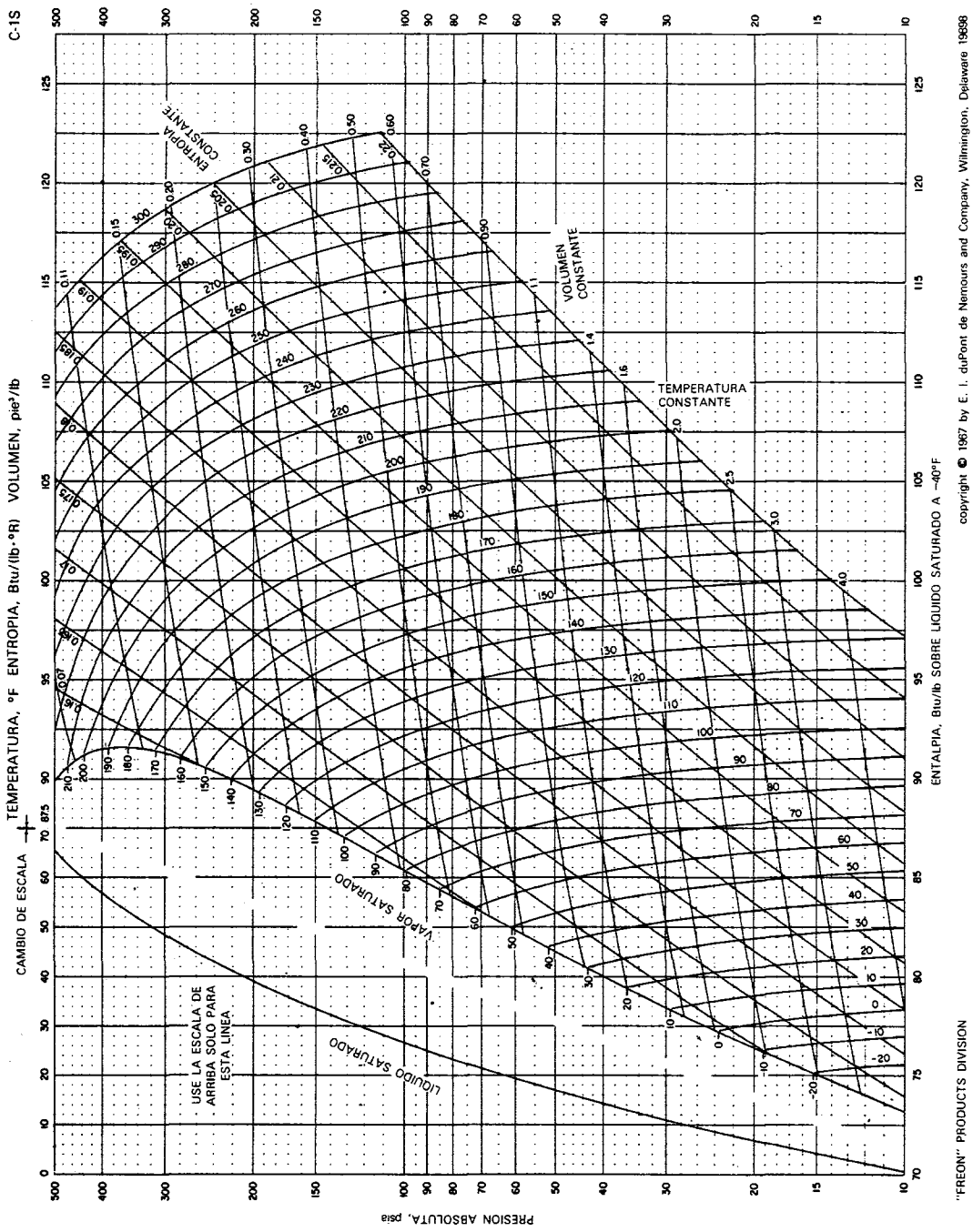



(Reproducido con autorización de ASHRAE, Handbook of Fundamentals 1967).

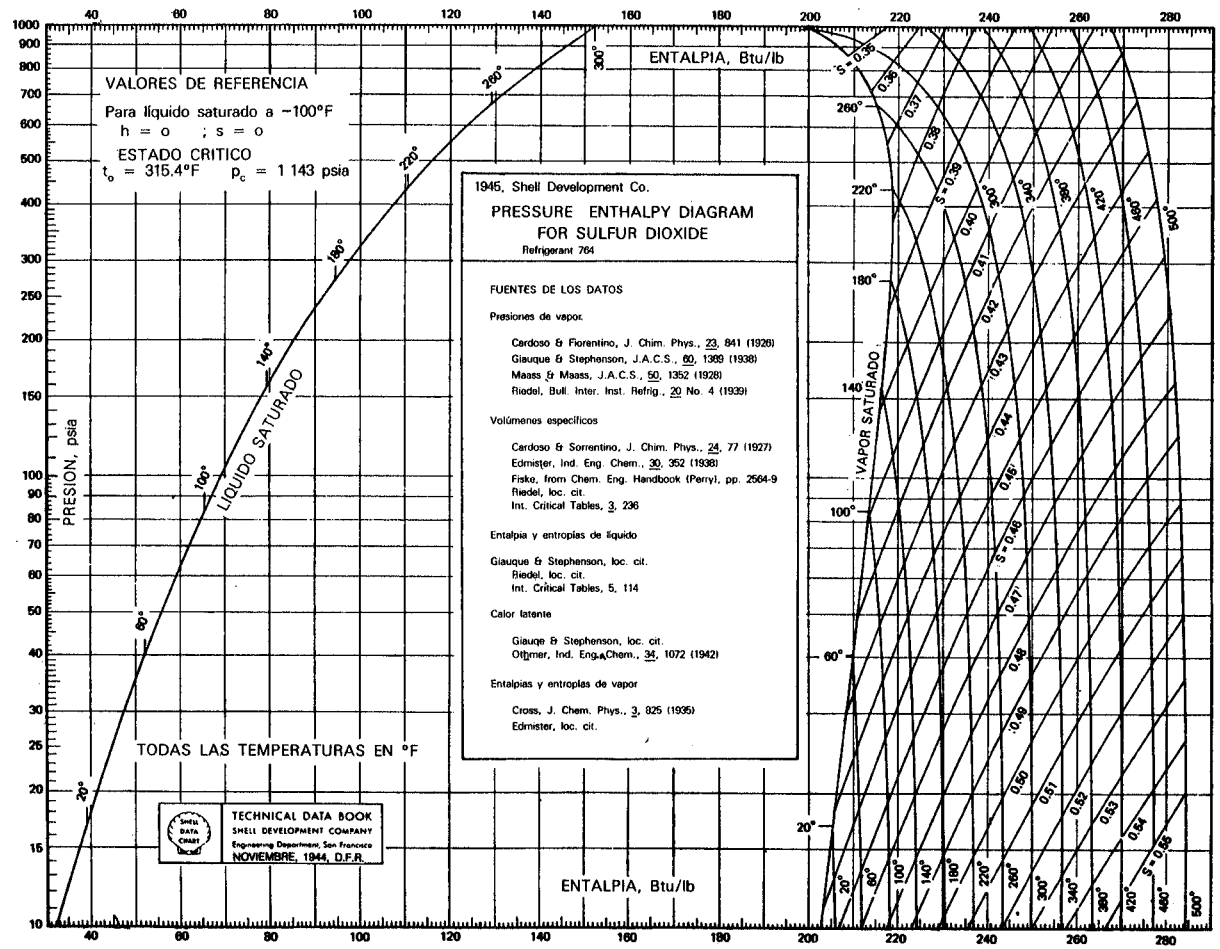
## B 34 Diagrama entalpia-entropía para el mercurio



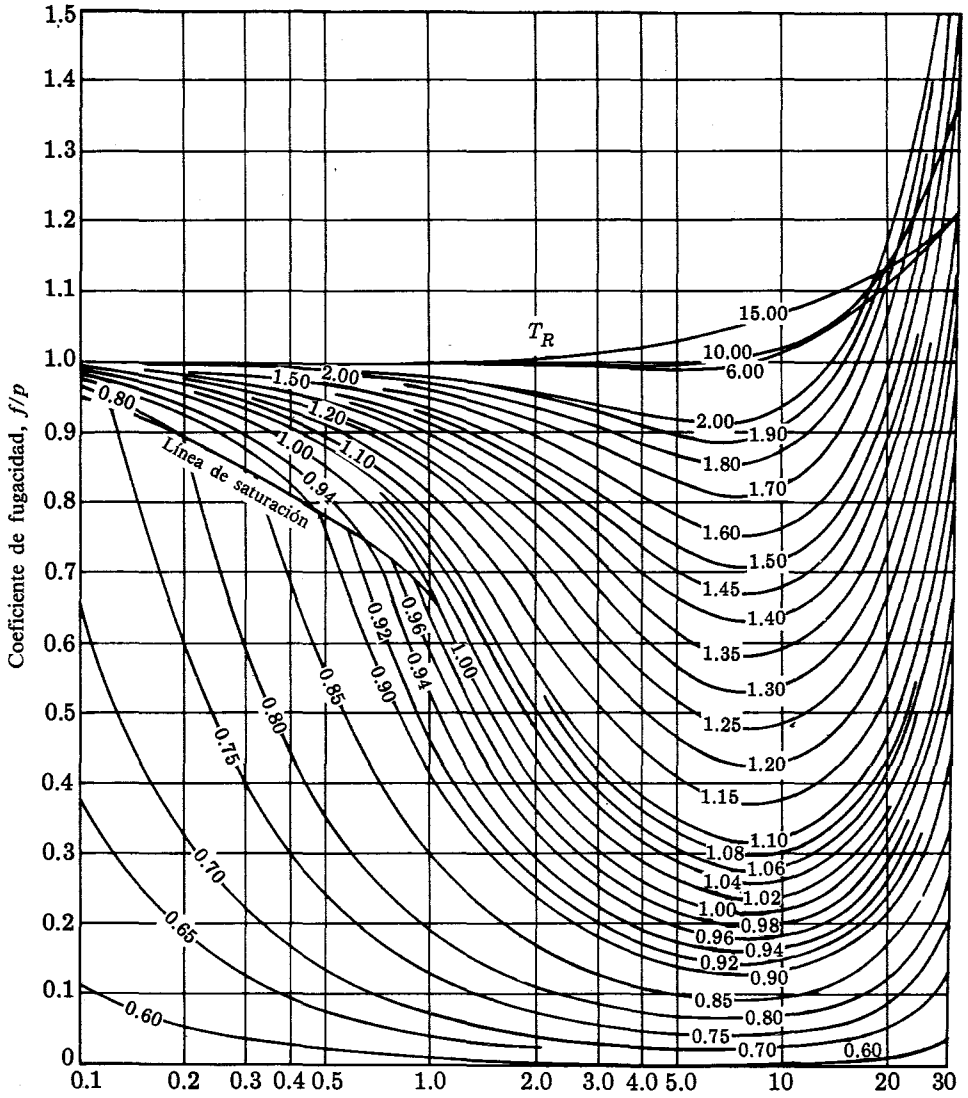
## B 35 Diagrama presión-entalpia del Freón 12 (diclorodifluorometano) (cortesía de Freon Products Div., E. I. duPont y Co., Inc., *copyright* 1967)



## B 36 Diagrama presión-entalpia para el dióxido de azufre (cortesía de Shell Development Co.)



## B 37 Diagrama para el coeficiente de fugacidad generalizado




(Reproducido de *Fundamentals of Classical Thermodynamics*, Van Wylen y Sonntag, con autorización de John Wiley & Sons, Inc.)

## B 38 Equivalencias de unidades; constantes básicas

Se utilizan donde corresponde los símbolos indicados en *The International System of Units*, NASA SP-7012. Para las equivalencias que no son exactas por definición, pueden obtenerse valores con más decimales en otras publicaciones, si se desea mayor exactitud. Se dan los valores del factor de conversión para pasar de la unidad del denominador a la del numerador.

*Simbología general:* A = ampere; Å = angstrom; atm = atmósfera estándar, 760 mm Hg a 0°C; Btu = unidad térmica inglesa; cal = caloría; chu = unidad térmica centígrada (mixta) (*centigrade heat unit*); cm = centímetro; fpm = pie/min; fps = pie/seg; $_eV$ = electronvolt; ft = pie; grd = grado; g = gramo; g = gramo fuerza; gmol = gramomol; gal = galón (líquido, E.U.); h = hora; hp = caballo (inglés); in. = pulgada (plg); J = joule; kcal = kilocaloría; kg = kilogramo; kg, = kilogramo fuerza; kgmol = kilogramomol; kJ = kilojoule; km = kilómetro; kW = kilowatt; lit = litro; $lb_m$ = libra (masa); kip 3 kilolibra fuerza; lb = libra fuerza; lbmol = libramol; m = metro; mi = milla (terrestre, E.U.); min = minuto; mm = milímetro; mph = mi/h; N = newton; oz = onza; psf = lb/pie²; psi = lb/plg²; psin = unidad de masa en un sistema libra-segundo-pulgada; pt = pinta; rad = radián; rev = revolución; rpm = rev/min; seg = segundo; ton = tonelada (de 2 000 lb); V = volt; W = watt.

*LONGITUD*

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $12\ \frac{\text{plg}}{\text{pie}}$ | $6\,080.2\ \frac{\text{pie}}{\text{mi. náut.}}$ | $5\,280\ \frac{\text{pie}}{\text{mi}}$ | $0.3937\ \frac{\text{plg}}{\text{cm}}$ | $30.48\ \frac{\text{cm}}{\text{pie}}$ | $10^4\ \frac{\text{micra}}{\text{cm}}$ |
| $3\ \frac{\text{pie}}{\text{yd}}$ | $1.152\ \frac{\text{mi}}{\text{mi. náut.}}$ | $10^{10}\ \frac{\text{Å}}{\text{m}}$ | $2.54\ \frac{\text{cm}}{\text{plg}}$ | $3.28\ \frac{\text{pie}}{\text{m}}$ | $1.609\ \frac{\text{km}}{\text{mi}}$ |

*AREA*

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $144\ \frac{\text{plg}^2}{\text{pie}^2}$ | $43\,560\ \frac{\text{pie}^2}{\text{acre}}$ | $640\ \frac{\text{acre}}{\text{mi}^2}$ | $10.76\ \frac{\text{pie}^2}{\text{m}^2}$ | $929\ \frac{\text{cm}^2}{\text{pie}^2}$ | $6.452\ \frac{\text{cm}^2}{\text{plg}^2}$ |

*VOLUMEN*

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $1\,728\ \frac{\text{plg}^3}{\text{pie}^3}$ | $7.481\ \frac{\text{gal}}{\text{pie}^3}$ | $43\,560\ \frac{\text{pie}^3}{\text{acre}\cdot\text{pie}}$ | $3.7854\ \frac{\text{lit}}{\text{gal}}$ | $28.317\ \frac{\text{lit}}{\text{pie}^3}$ | $35.31\ \frac{\text{pie}^3}{\text{m}^3}$ |
| $231\ \frac{\text{plg}^3}{\text{gal}}$ | $8\ \frac{\text{pt}}{\text{gal}}$ | $10^3\ \frac{\text{lit}}{\text{m}^3}$ | $61.025\ \frac{\text{plg}^3}{\text{lit}}$ | $10^3\ \frac{\text{cm}^3}{\text{lit}}$ | $28\,317\ \frac{\text{cm}^3}{\text{pie}^3}$ |

*DENSIDAD*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $1\,728\ \frac{\text{lb/pie}^3}{\text{lb/pie}^3}$ | $32.174\ \frac{\text{lb/pie}^3}{\text{slug/pie}^3}$ | $0.51538\ \frac{\text{g/cm}^3}{\text{slug/pie}^3}$ | $16.018\ \frac{\text{kg/m}^3}{\text{lb/pie}^3}$ | $1\,000\ \frac{\text{kg/m}^3}{\text{g/cm}^3}$ |

*CANTIDADES ANGULARES*

| | | | |
|---|---|---|---|
| $2\pi = 6.2832\ \frac{\text{rad}}{\text{rev}}$ | $57.3\ \frac{\text{grd}}{\text{rad}}$ | $\frac{1}{2\pi}\ \frac{\text{rpm}}{\text{rad/min}}$ | $9.549\ \frac{\text{rpm}}{\text{rad/seg}}$ |

*TIEMPO*

| | | | |
|---|---|---|---|
| $60\ \frac{\text{seg}}{\text{min}}$ | $3\,600\ \frac{\text{seg}}{\text{h}}$ | $60\ \frac{\text{min}}{\text{h}}$ | $24\ \frac{\text{h}}{\text{día}}$ |

*VELOCIDAD*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $88\ \frac{\text{fpm}}{\text{mph}}$ | $0.6818\ \frac{\text{mph}}{\text{fps}}$ | $0.5144\ \frac{\text{m/seg}}{\text{nudo}}$ | $0.3048\ \frac{\text{m/seg}}{\text{fps}}$ | $0.44704\ \frac{\text{m/seg}}{\text{mph}}$ |
| $1.467\ \frac{\text{fps}}{\text{mph}}$ | $1.152\ \frac{\text{mph}}{\text{nudo}}$ | $1.689\ \frac{\text{fps}}{\text{nudo}}$ | $152.4\ \frac{\text{cm/min}}{\text{plg/seg}}$ | |

*FUERZA, MASA*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $16\ \frac{\text{oz}}{\text{lb}_m}$ | $32.174\ \frac{\text{lb}_m}{\text{slug}}$ | $444\,820\ \frac{\text{dina}}{\text{lb}_f}$ | $2.205\ \frac{\text{lb}_m}{\text{kg}}$ | $9.80665\ \frac{\text{N}}{\text{kg}_f}$ |
| $1\,000\ \frac{\text{lb}_f}{\text{kip}}$ | $32.174\ \frac{\text{poundal}}{\text{lb}_f}$ | $980.665\ \frac{\text{dina}}{\text{gm}_f}$ | $14.594\ \frac{\text{kg}}{\text{slug}}$ | $4.4482\ \frac{\text{N}}{\text{lb}_f}$ |
| $2\,000\ \frac{\text{lb}_m}{\text{ton}}$ | $7\,000\ \frac{\text{grano}}{\text{lb}_m}$ | $453.6\ \frac{\text{g}}{\text{lb}_m}$ | $10^5\ \frac{\text{dina}}{\text{N}}$ | $1\ \frac{\text{kilopond}}{\text{kg}_f}$ |
| $14.594\ \frac{\text{kg}}{\text{slug}}$ | $28.35\ \frac{\text{g}}{\text{oz}}$ | $453.6\ \frac{\text{gmol}}{\text{lbmol}}$ | $907.18\ \frac{\text{kg}}{\text{ton}}$ | $1\,000\ \frac{\text{kg}}{\text{ton. métrica}}$ |

### *PRESION*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $14.696\ \frac{psi}{atm}$ | $101\ 325\ \frac{N/m^2}{atm}$ | $13.6\ \frac{kg}{mm\ Hg(0°C)}$ | $51.715\ \frac{mm\ Hg(0°C)}{psi}$ | $47.88\ \frac{N/m^2}{psf}$ |
| $29.921\ \frac{plg\ Hg(0°C)}{atm}$ | $10^5\ \frac{N/m^2}{bar}$ | $13.57\ \frac{plg\ H_2O(60°F)}{plg\ Hg(60°F)}$ | $703.07\ \frac{kg/m^2}{psi}$ | $6\ 894.8\ \frac{N/m^2}{psi}$ |
| $33.934\ \frac{pie\ H_2O(60°F)}{atm}$ | $14.504\ \frac{psi}{bar}$ | $0.0361\ \frac{psi}{plg\ H_2O(60°F)}$ | $0.0731\ \frac{kg/cm^2}{psi}$ | $760\ \frac{torr}{atm}$ |
| $1.01325\ \frac{bar}{atm}$ | $10^6\ \frac{dina/cm^2}{bar}$ | $0.4898\ \frac{psi}{plg\ Hg(60°F)}$ | $\frac{9.869}{10^7}\ \frac{atm}{dina/cm^2}$ | $133.3\ \frac{N/m^2}{torr}$ |
| $33.934\ \frac{pie\ H_2O(60°F)}{atm}$ | $760\ \frac{mm\ Hg(0°C)}{atm}$ | $406.79\ \frac{in\ H^2O(39.2°F)}{atm}$ | $0.1\ \frac{dina/cm^2}{N/m^2}$ | $1.0332\ \frac{kg/cm^2}{atm}$ |

### *ENERGIA Y POTENCIA*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $778.16\ \frac{pie \cdot lb}{Btu}$ | $2\ 544.4\ \frac{Btu}{hp \cdot h}$ | $5\ 050\ \frac{hp \cdot h}{pie \cdot lb}$ | $1\ \frac{J}{W \cdot s},\ \frac{J}{N \cdot m}$ | $0.01\ \frac{bar \cdot dm^3}{J}$ |
| $550\ \frac{pie \cdot lb}{hp \cdot seg}$ | $42.4\ \frac{Btu}{hp \cdot min}$ | $1.8\ \frac{Btu/lb}{cal/g}$ | $1\ \frac{kW \cdot seg}{kJ}$ | $\frac{16.021}{10^{12}}\ \frac{J}{MeV}$ |
| $33\ 000\ \frac{pie \cdot lb}{hp \cdot min}$ | $3\ 412.2\ \frac{Btu}{kW \cdot hr}$ | $1\ 800\ \frac{Btu/lbmol}{kcal/gmol}$ | $1\ \frac{V \cdot A}{W \cdot seg}$ | $\frac{1.6021}{10^{12}}\ \frac{erg}{eV}$ |
| $737.562\ \frac{pie \cdot lb}{kW \cdot seg}$ | $56.87\ \frac{Btu}{kW \cdot min}$ | $2.7194\ \frac{Btu}{atm \cdot pie^3}$ | $10^7\ \frac{erg}{J}$ | $\frac{11.817}{10^{12}}\ \frac{pie \cdot lb}{MeV}$ |
| $1.3558\ \frac{J}{pie \cdot lb}$ | $251.98\ \frac{cal}{Btu}$ | $4.1868\ \frac{kJ}{kcal}$ | $3\ 600\ \frac{kJ}{kW \cdot h}$ | $0.746\ \frac{kW}{hp}$ |
| $1.055\ \frac{kJ}{Btu}$ | $101.92\ \frac{kg \cdot m}{kJ}$ | $0.4300\ \frac{Btu/lbmol}{J/gmol}$ | $860\ \frac{cal}{W \cdot h}$ | $1.8\ \frac{Btu}{Chu}$ |

### *CALOR ESPECIFICO, ENTROPIA, CONSTANTE DE GAS*

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $1\ \frac{Btu/lbmol \cdot °R}{cal/gmol \cdot K}$ | $1\ \frac{Btu/lb \cdot °R}{cal/g \cdot K}$ | $1\ \frac{Btu/lb \cdot °R}{kcal/kg \cdot K}$ | $0.2389\ \frac{Btu/lbmol \cdot °R}{J/gmol \cdot K}$ | $4.187\ \frac{kJ/kg \cdot K}{Btu/lb \cdot °R}$ |

### *CONSTANTE UNIVERSAL DE LOS GASES*

| | | | |
|---|---|---|---|
| $1\ 545.32\ \frac{pie \cdot lb}{lbmol \cdot °R}$ | $8.3143\ \frac{kJ}{kgmol \cdot K}$ | $0.7302\ \frac{atm \cdot pie^3}{lbmol \cdot °R}$ | $82.057\ \frac{atm \cdot cm^3}{gmol \cdot K}$ |
| $1.9859\ \frac{Btu}{lbmol \cdot °R}$ | $1.9859\ \frac{cal}{gmol \cdot K}$ | $10.731\ \frac{psi \cdot pie^3}{lbmol \cdot °R}$ | $83.143\ \frac{bar \cdot cm^3}{gmol \cdot K}$ |
| $8.3143\ \frac{J}{gmol \cdot K}$ | $8.3149 \times 10^7\ \frac{erg}{gmol \cdot K}$ | $0.08206\ \frac{atm \cdot m^3}{kgmol \cdot K}$ | $0.083143\ \frac{bar \cdot lit}{gmol \cdot K}$ |

### *CONSTANTE PARA CONVERSION DE UNIDADES*

| | | | |
|---|---|---|---|
| $32.174\ fps^2\ \left(\frac{lb}{slug}\right)$ | $386.1\ in/seg^2\ \left(\frac{lb}{psin}\right)$ | $9.80665\ \frac{m}{seg^2}\ \left(\frac{N}{kg}\right)$ | $980.665\ \frac{cm}{seg^2}\ \left(\frac{dina}{g}\right)$ |

### *CONSTANTES BASICAS*

| | | |
|---|---|---|
| Velocidad de la luz | Constante de Avogadro | Constante de Planck |
| $c = 2.9979 \times 10^8\ \frac{m}{seg}$ | $N_A = 6.02252 \times 10^{23}\ \frac{moléculas}{gmol}$ | $h = 6.6256 \times 10^{-34}\ J \cdot seg$ |
| Constante de Boltzmann | Constante gravitacional | Volumen molar normal |
| $k = 1.38054 \times 10^{-23}\ \frac{J}{K}$ | $G = 6.670 \times 10^{-11}\ \frac{N \cdot m^2}{kg^2}$ | $2.24136 \times 10^{-2}\ \frac{m^3}{gmol}$ |

# INDICE


Absorbedor, 491
Aceleración, 8
  gravitacional, 8
Acido acético, diagrama Ts, 65
Actividad, 391
Agua comprimida, 73
  entropía de, 298
Aire atmosférico, 407
  ejemplo, 336
Aire estequiométrico, 353
Aire saturado, 331
Alcohol metílico
  valor de calentamiento, 616
  presión de saturación vs temperatura, 340
Amoniaco, características, 486
  ejemplo, 483
  diagrama, Ts, 65
  sistema de absorción de agua, 489
Análisis, combustibles, 352
  gravimétrico, 325
  segunda ley, 470
  volumétrico, 325
Análisis de mezcla real, 461
Análisis del aire estándar, 423
  ciclo de Brayton, 423
  ciclo de Brayton con fricción, 426, 428
  ciclo Diesel, 466
  ciclo de combustión doble, 470
  turbina de gas, 423
  ciclo Otto, 459
  turbina regenerativa de gas, 432, 433
  variaciones del ciclo de Brayton, 434
Aire, combustión, 352, 355
  composición, 352
  libre, 407
  como un gas ideal, 124
  húmedo, 356
  proceso isotérmico, 178
  a partir del análisis de productos, 356, 359
  propiedades, 606
  estequiométrico, 353, 354
Aire libre, 407
Alcohol etílico, valor de calentamiento, 616
  presión de saturación vs temperatura, 340
Análisis dimensional, 566
Análisis gravimétrico, 325
Atomo, conjunto, 138
  oscilador armónico, 138

Balance de energía para el combustor, 430
Barómetro, 13
Barrer, 470
Beau de Rochas, 459
Bernoulli, Daniel, 99
  ecuación, 100, 508
Botzmann, Ludwig, 138
  constante, 18, 139, 152
Bomba, calor, 225
  trabajo, 246
Bomba de alimentación de la caldera, 235
Bomba de condensación, 254
Bomba térmica, 225, 476

Brayton, George, 423
Boyle, Robert, 148
Butano, características, 486
valor de calentamiento, 616

Calentador de agua de alimentación, 245, 246-247
Calentador de agua abierto, 244
Calentador de circuito cerrado de agua, 253
Calentador de Ljungstrom, XVII
Calentamiento regenerativo, 432
Calderas XVI, 235
de alta capacidad, 235
de paso abierto, XVI
Calidad, 63
Calor, 45
porción disponible, 123
consumo específico combinado, 240
conducción, 47
presión constante, específica, 49-50
volumen constante, específico, 47-49
convección, 47
máquina termodinámica, 25, 211
versus entropía, proceso irreversible, 129
cambiador, con superficie extendida, 175
de fusión, 63
irreversibilidad, intercambio con el sumidero, 125
Joule, 42
latente, 63
politrópico, específico, 190
bomba, 225, 476
consumo específico de, 212, 240
depósito, 25
sumidero, 211
fuente, 211
Calores específicos, 47-49, 305
explicación de la variación, 54
presión constante, 49
volumen constante, 47
curvas de, 52, 53
desviaciones, 306, 307
ecuaciones para, 48, 605
ecuaciones generales para, 305
para un gas ideal, 50, 153
de la teoría cinética, 50
medios, 54
aspectos microscópicos, 50
de mezcla, 329
politrópico, 190
relación, 50
de sólidos, 307
tabla de, 55
variable, a presión baja, 55
Calor latente, 63
Calores específicos medios, 54
Calores de reacción, 361
Calorímetro de bomba, 361
Calorímetros
para el poder calorífico, 361
para la calidad de vapor, 188
Cámara de combustión, 431
Cambiador de calor, 535
tipo cerrado, 535
tubería doble, 548
tipo abierto, 535
Cambiador de tipo abierto, 535
Cambiador de tipo cerrado, 535
Capacidad del compresor, 408
Carbón, combustión, 356, 359
poder calorífico, 616
Carga elemental, 42
Carga de altura, 102
Carga
de altura, 102
presión, 100, 101
velocidad, 100, 101
Carnot, Nicholas L.S., 213
Celda de combustible, reacción, 369
Celda electroquímica reversible, 319
Celsius, Anders, 18
Central eléctrica de vapor, XVI
Central eléctrica o de energía, XVI
Charles, Jacques, A., 148
Ciclo, 22, 80
Brayton, del aire estándar, 423, 428
análisis, 227
vapor binario, 254
Carnot, 107, 213, 218, 244
coeficiente de operación, 225
Diesel, 466
desplazamiento volumétrico, 218
combustión dual, 47
Ericcson, 224
refrigeración por gas, 492
ideal, 235
expansión incompleta, 255
presión media efectiva, 218
Otto, 459
potencia, 212
Rankine, 236
Carnot inverso, 225
inverso y reversible, 224
Stirling, 221
variaciones de los ciclos básicos de refrigeración, 494
variaciones de Brayton, 434
trabajo, 212, 217
Ciclo cerrado, 212
turbina de gas, 423
Ciclo con recalentamiento y regeneración, máquina, 249
Ciclo de Carnot, 107, 117, 213-215, 234, 244
comparaciones del ciclo, 226
eficiencia, 214

calentamiento, 476
con un gas ideal, 216-217, 219
operación de, 214
refrigeración, 476
conclusiones sobre, 478
inverso, 225
Ciclo de Brayton, 423
para una turbina de gas real, 425, 427
trabajo máximo, 425
con regeneración, 432
inverso, 492
variantes de, 434
Ciclo de combustión dual, 470
Ciclo de Ericcson, 224
Ciclo de Otto, 459
volumen de espacio muerto, 460
relación de compresión
eficiencia, 460
eventos, cuatro tiempos, 458
ejemplos, 461, 465
ciclo abierto, 464
porcentaje (o coeficiente) de espacio muerto, 460
patrones ideales de comparación, 460
Ciclo de refrigeración por gas, 492
Ciclo de Stirling, 221-224
Ciclo de vapor binario, 254
Ciclo Diesel, 466
ciclo abierto, 468
Ciclo ideal, véase también Ciclo, 235
Ciclo regenerativo, 244
Ciclo y motor Rankine, 236-239
eficiencia, 239
consumo específico de calor, 240
mejoramiento de la eficiencia, 242
Ciclos inversos, 477
Ciclos inversos y reversibles, 224-225
Claude, George, 499
Clausius, Rudolf J. E., 119
Clerk, Sir Dugald, 459
Coeficiente de compresibilidad adiabática, 290
Coeficiente de compresibilidad isotérmica, 290
Coeficiente de dilatación, 290
Coeficiente de dilatación longitudinal, 290
Coeficiente de Joule-Thomson, 302
Coeficiente pelicular, 541, 570
espacio anular, 576
convección libre, 577
flujo laminar en tuberías, 573
para el vapor, 572
flujo turbulento en un tubo, 571
Coeficientes
compresibilidad, 290
gasto, 516
dilatación, 290
expansión longitudinal, 290
operación, 225
empleando la ecuación de un gas ideal, 293
virial, 263
Cohetes, 448
Columna rectificadora, refrigeración por absorción, 502
Combustible, 351
análisis, 352
análisis gravimétrico, 356
poder calorífico, 361, 598, 616
relaciones, 353, 359
Combustibles fósiles, 351
Combustión adiabática, 364
temperatura, 364
análisis de los productos, 358
presión constante, 365
volumen constante, 370
eficiencia, 430
entalpia, 361
con exceso o deficiencia de aire, 365
del octano, 353, 367
productos, 358
punto de rocío de los productos, 356
proceso aleatorio, 364
Combustión ideal, 353, 355
Compresión múltiple (en varios pasos), 413
Compresión por etapas (varios pasos), 499
Compresión, rendimiento, 204
múltiple (en varios pasos), 413
etapa, 499
Compresor
secciones, 401-404, 413-414
desplazamiento, 409, 483
eficiencia, 203, 409
ejemplo, 406
potencia de la fricción, 412
impulsado por motor de gas, 404
velocidades de pistón, 418
dos etapas, 401, 414, 415
enfriado por agua, 402
trabajo, 400, 406
Compresor centrífugo, 401
Compresor con paletas deslizantes, 403
Compresor de aire, 400
ejemplo, 98, 410
curvas de compresión utilizadas, 405
Compresor de flujo axial, 439, 440
Concentrador, 491
Condensación, 62
Condensación de película, 578
Condensación por gotas, 578
Condensador, 237, 492
Condensador de superficie, 237
Conducción, 47, 535
Conductividad térmica, 536
variación de, 537

Congelación (solidificación), 62
Conjunto o ensamble, 138
Conservación de la energía, 56-57
Conservación de la masa, 22
Consideración cuantitativa del equilibrio, 137
Constante de conversión, 653
Constante de proporcionalidad de Newton, 5, 536
Constante del Argón, 605
Constante del gas, 150-152
  computación de, 151
  para mezcla gaseosa, 326
  en términos de calores específicos, 153
  tabla, 605
  unidades, 151-152
  universal, 151
Consumo específico de calor, 213, 240, 598
Consumo específico de combustible, 598
Constante específica del gas, 50
Consumo específico de vapor, 240
  rendimiento en términos de, 240
Convección, 47, 569
Convección forzada, 570
  sobre el exterior de un tubo, 577
Convección libre, 569
Coordenadas reducidas, 266-267
Convección de signos, 37
Criogenia, 476, 495
Cuerpo libre, 2, 15
  de un motor de reacción, 441
Cuerpo negro, 552
Curva de inversión, 303
Curva múltiple del vacío, 600
Curvas
  comparación de líquido y vapor, 64
  para distintos valores de n, 192-193
  temperatura de inversión, 303
  isentálpicas, 156
  de compresión utilizadas, 405
  vapor saturado, ácido acético, 65
  isotermas de van der Waals, 264
Curvas de compresión utilizadas, 405
Curvas de rendimiento
  motor de automóvil, 600
  turbina de motor, 248, 252
Curvas de saturación, 64
Curvas isentálpicas, 156

Daimler, Gottlieb, 459
Datum o estado de referencia, para la medición, 30
Declaración de Caratheodory, 108
Declaración de Kelvin-Planck, 108
Degradación de la energía, 108
Demister, XXI
Densidad, 10
  de mezcla, 327
Depósito térmico, 25
Desigualdad de Clausius, 110
Desplazamiento volumétrico, 218
Desviación
  entalpia, 271
  entropía, 272
Diagramas
  viscosidades, 564, 565
  factor de compresibilidad, 634-636
  desviación de entalpia, 637-638
  entalpia-entropía, mercurio, 649
  desviación de entropía, 640
  coeficiente generalizado de fugacidad, 652
  Mollier, vapor, unidades inglesas y del SI, 629, 630
  presión-entalpia, amoniaco, 648
    dióxido de carbono, 646
    Freón 12, 650
    dióxido de azufre, 651
  psicométrico, 632
  transferencias de radiación de calor, 557-560
  propiedades saturadas, vapores escogidos, 340
  calores específicos, gases, 53
  temperatura-entropía, aire, 641
    helio, 645
    hidrógeno, 643
    nitrógeno, 644
    oxígeno, 642
Diagrama de compresibilidad, 267-269
Diagrama de energía, 88, 146
  bombeo adiabático, 102
  calentadores cerrados, 253
  sistema cerrado, 85, 114, 161, 191
  combustor, 430
  sistema a presión constante, 50, 172, 174
  sistema a volumen constante, 48, 168, 171
  volumen de control, cuatro corrientes, 96
  difusor, 194
  elemento de resistencia eléctrica, 42
  motor, 97
  máquina, 229, 241
  con fricción, 99
  sistema de engranes (transmisión), 131
  intercambiador de calor, 126
  bomba de calor, 224
  proceso irreversible, 48, 120
  isentrópico, 276
  isotérmico, 273, 278,
  mezcla de corrientes, gas y líquido, 345
  tobera, 91
  tubería, 99

ciclo de potencia, 212
ciclo regenerativo del vapor, 244
ciclo con recalentamiento y regeneración del vapor, 250
cohete, 448
sistema de flujo constante, 88, 116, 132, 155, 161
planta de potencia del vapor, 83, 235, 238
turbina, 85, 90, 248
turborreactor, 438
sistema de flujo variable, 94, 200, 201
Diagrama generalizado de compresibilidad, 267, 634-636
Diagrama de indicador, 591, 593
Diagrama de Mollier, 74-76, 629-631
Diagrama para una mezcla binaria, 501
Diagrama ph, 76
Diagrama psicométrico, 334
Diesel, Rudolf, 466
Diferencia media logarítmica de temperatura, 548
Diferencial exacta, 284
Difusor, 194, 524
eficiencia, 203
e impulsor, 401
coeficiente de presión, 525
Dina, 5
Dinamómetro, 597
Dióxido de azufre, como refrigerante, 486
propiedades de, 605, 651
sobre el plano Ts, 65
Dióxido de carbono
de la combustión, 358
disociación, 383
entalpia de formación, 375, 385
propiedades, 605
como un refrigerante, 486
sublimación del, 62, 64
sobre el plano Ts, 65
Disociación, 383
del $CO_2$, 383-385
del $H_2O$, 386
Disponibilidad, 114
sistema cerrado, 114, 115
para la combustión, 367
función (Darrieus), 112, 117
observaciones generales acerca de, 128
sistema de flujo estable, 116-117
Divariante, 68

Economizador, 238
Ecuación
aplicación de flujo constante, 89-92
Clausius-Clapeyron, 288
gas ideal, 150
para los cambios de propiedades y energía, 265
segunda ley, 110
de estado, 69, 150, 262, 269
van der Waals, 263
Ecuaciones características, 69, 262
Ecuación de Carrier, 333, 337
Ecuación de Clapeyron, 238, 312
Ecuación de Clausius-Clapeyron, 288, 312
ejemplo, 289
Ecuación de continuidad, flujo constante, 24, 507
Ecuación de Euler, 509
Ecuación de la energía, sistema cerrado, 114
con líquidos o sólidos, 307-308
Ecuación de la p.m.e., 218, 594
Ecuación de la segunda ley de Newton, 32
Ecuación de Newton, 4
Ecuación de trabajo generalizado, 43
Ecuaciones de transferencia de calor
de Nusselt, 570
coeficientes peliculares para el espacio anular, 576
flujo forzado, exterior de un tubo, 577
convección libre, placas externas, 577
flujo laminar de líquidos en tuberías, 573
flujo turbulento dentro de un tubo, 571
Ecuación general
cambio de entalpia, 300
cambio de entropía, 293
cambio de energía interna, 299
Ecuaciones generalizadas de estado, 269-271
Ecuación simple de la energía, 84
Efectividad o eficacia, 117
regenerador, 433
Eficiencia
Carnot, 214
combustor, 431
compresión, 205
ciclo termal, 446
difusor, 203
motriz, 203
térmica motriz, 445
generador, 94
mecánica, 94
tobera, 446
propulsión, 444
ariete, 442
Rankine, 239, 242
térmica o termodinámica, 212
turbina, 203

volumétrica, 408
Eficiencia adiabática de compresión, 204-410
turbina de gas 426
Eficiencia de propulsión, 444
Eficiencia global del compresor, 413
Eficiencia del generador, 97
Eficiencia térmica o termodinámica, 212, 597
freno, combinado y dedicado, 597
ciclo de Brayton, 424
ciclo de Carnot, 214
ciclo Diesel, 467
ciclo de combustión dual, 470
ciclo de expansión incompleta, vapor, 254-256
motor de reacción, 444
ciclo de Otto, 459
ciclo de Rankine, 239-240
ciclo regenerativo, vapor, 250
ciclo regenerativo, recalentamiento, vapor, 250
ciclo de Stirling, 221
Eficiencia térmica combinada, 240
en términos de consumo específico, de combustible, 240
en términos de la proporción de vapor, 600
Eficacia (o eficiencia) del regenerador, 433
Eficiencia de la compresión isotérmica, 412
Eficiencia motriz combinada, 203, 240, 599
Eficiencia o rendimiento mecánico, 97, 413, 599
Eficiencia térmica del freno, 598
curva para el ICE, 600
en términos del consumo de combustible, 599
en términos de la velocidad de vapor, 241
Eficiencia volumétrica convencional, 408
Electrón, 46, 52
Einstein, teoría de la relatividad, 29
Emitancia, 552
Energía almacenada, 34
Energía 29
porción disponible de calor, 123
degradación de la, 108, 128
teoría de Einstein de, 29
flujo, 44
libre, 135
de fricción, 98
interna, 33, 34, 81
cinética, 32
ley de la conservación, 56
medición de la, 30
otras formas, 54
potencial, 31
almacenada, 33, 34
unidades, 654
de vibración, 34
Energía cinética, 32
interna, 33
Energía de fricción, 98
Energía de flujo, 44
Energía disponible, 123
de calor, 123
Energía electromagnética, 46, 56
Energía gravitacional, 31
Energía interna, 33, 81
ecuación general, 299
Energía potencial, 31
Entalpia, 61, 82-83
cambio durante la reacción, 363
del líquido comprimido, 73
del agua comprimida, 73
desviación, 271, 300
diagrama de la entropía, 75
vaporización, 63
de escape de vapor, 241, 249
de formación, 375, 377
de fusión, 63
tablas de gas, 69
ecuación general para el cambio, 300
del gas ideal, 153
del octano líquido, 365
del vapor supercalentado a baja presión, 335
de reacción, 362
estagnación, 193
tablas de valores. Véase Tablas
de vaporización, 63
psicométrico, 338
de mezcla húmeda, 71
Entalpia sensible, del octano líquido, 365
Entornos o alrededor, 2
Entropía, 51, 107
valores absolutos, 156, 158
cambio, sistema abierto, 130-131
cambio, con volumen, 299
del agua comprimida, 298
desviación, 272, 295, 296
ejemplo de cambio, 287
función, 160
observaciones, generales acerca de, 128-129
ecuación generalizada, 293
crecimiento por intercambio de calor, 126
de un gas ideal, 157
producción, 111-112, 132
a partir de la segunda ley, 110-111
flujo no constante, 199-200
Entropía absoluta, 158
Equilibrio, 136
químico, 136

constante, 387
expansión, 516
mecánico, 136
metastable, 136
neutro, o indiferente, 136
consideraciones cuantitativas del, 137
estable, 136
termodinámico, 137
inestable, 136
Equilibrio metastable, 136
Equilibrio químico, condición, 380
Equilibrio térmico, 21
Ericcson, John, 224
Espacio muerto, 460
coeficiente, 408
Estado, 3
de inactividad, 118, 137, 140
ecuaciones, 69, 262, 269
trayectoria, 4, 284
puntos, 4
postulado, 61
de sustancia pura, 3
sobresaturación, 136
Estados correspondientes, 267
Estado de inactividad, 118, 137
Estado estable, 176
Estado macroscópico, 3
Estados permitidos, 139
Estándar de aire caliente, 461
Estándar de aire frío, 460
Estereorradián, 8
Estrangulamiento, de tobera, 512
Evaporador, 491
Eyector, XVIII, 487
Experimento de Joule-Thomson, 155-156

Factor de compresibilidad, 266
para gas, 293
Factor de configuración, 553, 557
diagramas, 557-560
Factor de corrección por velocidad inicial, 515
Farenheit, Gabriel, 18
Fase, de una sustancia, 62
cambios a presión constante, 62, 65-67
diagrama, 62
regla, 68
Fluido, definición, 1
fricción, 101
incompresible, 99
mecánica, 507-509
presión, 14
Fluido expansible en una máquina termodinámica, 211
Fluido (o sustancia) operante, 1, 119, 211
Flujo constante, 24, 86, 175
disponibilidad, 116
ecuación de continuidad, 24
ecuación, 88
ejemplo, 176
de fluido incompresible, 99, 100
sistema, 24
Fluido de fluidos, 23
laminar, 23, 606
de un tanque rígido, 196
transitorio, 200-203
turbulento, 606
Flujo incompresible, 101
Flujo laminar, 23, 568
Flujo sobrecalentado, 520
Flujo subsónico, 511
Flujo supersónico, 511
Freno de Prony, 595
Freno, presión media efectiva al, 596
Fronteras del sistema, 96
Fuente de calor, 211
Fuerza, definición, 5
campo de, 10, 31
Fuerza del cuerpo, 10
Fugacidad, 277
coeficiente, 278
Fugacidad y actividad, 391-392
Función de Darrieus, 117
Función de Gibbs en la formación, 378
Funciones de Helmholtz y de Gibbs, 133-135
Fusión, 62
calor de, 63

Galileo, XIV, 18
Gas
entropía absoluta, 156
el aire como gas ideal, 124
ley de Avogadro, 149-150
ley de Boyle, 148
ciclo de Carnot con un gas ideal, 216-217
ley de Charles, 148-149
compresores, 400
condiciones para el equilibrio químico, 380
constante, 150, 151-152
ciclos, 211
ley de Dalton, 154, 327
ecuación de estado, 150
flujo de un tanque, 197
de escape, 357
ideal, 147-162
reales, 262-279
mezcla irreversible, 159
ley de Joule, 152
licuefacción, 497
monoatómico, 34
calores específicos, 153-154

tabla, 69, 160
Gas de escape, 357
analizador, 358
Gas diatómico, 52
Gas ideal, 147-162
con factor de compresibilidad, 293
entalpia, 153
cambio de entropía, 157, 293
ecuación de estado, 150-151, 293
fórmulas, 204
energía interna, 153
procesos, 167
calores específicos, 153
Gasificador, 423
Gases licuados, 495-500
Gases reales, 262-279
factor de compresibilidad, 266-269, 634-636
desviación de la entalpia, 271, 637
desviación de la entropía, 272, 640
ecuaciones de estado, 262-263
ecuaciones de estado generalizadas, 269
proceso isentrópico, 275
proceso isotérmico, 273
coordenadas reducidas, 266
proceso de estrangulación, 274
ecuación de van der Waals, 263
Gay-Lussac, Joseph L., 148
Generador de vapor, 235
Gibbs, J. Willard, 134
función, 134
Grado de disociación, 384
Grado de sobrecalentamiento, 63
Grado de sobresaturación, 521
Gravedad estándar o normal, 9
Guericke, Otto von, 13

Herón, 422
Hidrocarburos, 351, 352
aire para quemar, 352, 360
Hidrógeno, propiedades, 605
Hielo seco, 62
Humedad específica, 331
Humedad, porcentaje, 63
Humedad relativa, 331

Indicador, 97, 592
Interenfriador, 415
Invariante, 68
Irradiación, 553
Irreversibilidad, 117-120
de un proceso adiabático, 124
de un sistema cerrado, 120-122
externa, 119
en el flujo a través de un tubo, 132
observaciones generales acerca de, 128-129
debida a un cambio de calor, 126-128
de intercambio de calor con el sumidero, 125
interna, 119
de gases, mezcla, 159
de un sistema de flujo constante, 122
Isobara, 172
Isoterma de Boyle, 269

Joule, James Prescott, 30
constante, 30
ciclo, 423
experimento, 152, 155-156
calor, 42
ley, 152-153

Keenan y Kaye (tablas de los gases), 160
Kelvin (Lord), William Thomson, 56, 215
segunda ley, 108
escala de temperaturas, 215-216
Kilovatio, 35

Ley aditiva de volúmenes, 325
Ley cero, 21
Ley de Amagat, 325
Ley de Boyle, 148
Ley de Charles, 148-149
Ley de Dalton, presiones parciales, 155
Ley de Fourier, 536
Ley de Stefan-Boltzmann, 553
Libra, 5, 8, 10
Licuefactor o licuador de Claude, 498
Licuefactor o licuador de Linde, 496
Líquido, 1
comprimido, 67, 72-74
agua comprimida, tabla, 73
fracción, porcentaje, 63
saturado, 63
concentrada (fuerte), sistema de absorción, 489
subenfriado, 67
tablas del vapor, 70-71
diluida (débil), sistema de absorción, 489
Líquido comprimido, 72-74
Líquido saturado, 63
Líquido subenfriado, 72

Mach, Ernst, 194
Manómetro, 15
Manómetro de Bourdon, 14
Máquina ideal, 235

Máquina motriz regenerativa, 247
real, 248
Ericsson, 224
turbina de gas, 432
turbina de vapor, 248
Stirling, 221
Máquina reversible, 229
Máquina termodinámica, 25, 211
Mariotte, Edme, 148
Matemáticas básicas, 283
Matemáticas para las relaciones entre propiedades, 4, 283
Masa, 8
conservación de, 22
en energía, 29
flujo en tobera, 513
en reposo, 29
Metano
valor de calentamiento, 616
propiedades, 605
Matteucci, 458
Maxwell, James Clerk, 285
Medio continuo, 10
Mercurio
ciclo de vapor binario, 254
propiedades, 649
sobre el plano Ts, 65
Mezclas
densidad, 327
descripción de, 311-312
entropía, 329
combustible y aire, 340
constante del gas, 326
de gases y vapores, 325-346, 338
de gases y un vapor en cambio de fase, 330
de gases reales, 313
de líquido y vapor, 70-71
distintas de las de aire y vapor, 339
propiedades de, 328
calores específicos, 329
Mezcla aire-vapor, 332
Mezcla combustible y aire, ejemplos, 340
Mezclas de gas y vapor, 325
Mezcla saturada, 331
Microestado, 138
Módulo, 290
Módulo de Young, (isotérmico de elasticidad), 40
Módulo volumétrico isotérmico, 291
Módulo volumétrico adiabático, 290
Módulo volumétrico, 290
Molar, volumen, 150
Molécula, 10
monoatómica, 139
poliatómica, 139
Monóxido de carbón, propiedades, 605
Motor o máquina
Diesel, 365
eficiencia, 203, 599
de gas y compresor, 404
termodinámica, 211
ideal, 235
expansión incompleta, 254
combustión interna, 458
eficiencia mecánica, 97, 599
Rankine, 236
regenerativa, 247
recalentamiento y regeneración, 249, 252
reversible, más eficiente, 229
tamaño, 454
Stirling, 223, 224
eficiencia térmica o termodinámica, 212, 445
variantes, 470
Motor de combustión interna, 458
Motor de encendido por chispa, 458
Motor de expansión incompleta, ciclo, 254-256
Motor Diesel, de cuatro carreras, 466
temperatura después de la combustión, 376
dos tiempos, 471
Movimiento perpetuo
de primera clase, 57
de segunda especie, 141
Movimiento, perpetuo, 57

Newton, Sir Isaac, 4
Nitrógeno, propiedades, 605
Número de Avogadro, 17, 149
Número de Graetz, 574
Número de Nusselt, 570, 574
Número de Mach, 193, 443, 511
Número de Prandtl, 570
Número de Reynolds, 567
Número de Stanton, 570
Números adimensionales, 566

Octano
combustión, 353, 367
poder calorífico, 616
presión de saturación vs temperatura, 340
entalpia sensible del líquido, 365
Orificio, 529
placa delgada, 529
vena contracta, 529
Oscilador armónico, 34, 39
Otto, Nicholas A., 459

Parámetros de funcionamiento de los motores de reacción, 444
Pérdida por fricción, 101
Peso específico, 11

Peso molecular, 17
equivalente de la mezcla de gas, 326
tabla de valores, 605
Plank, Max, 138
entropía, en términos de probabilidad, 138
Poder calorífico inferior, 362
Porcentaje de humedad, 63
Porcentaje del espacio muerto
de compresores, 408
de motores de combustión interna, 460
Potencia, 35
de sistemas de dos fases, 234
máxima, 442
Potencia de fricción, 600
Potencia efectiva o al freno, 97, 595
Potencial químico, 392
Poundal, 8
Poder calorífico, 361, 598
a cualquier temperatura, 373
entalpia de combustión, 361
superior, 362
inferior, 362
observaciones sobre, 362
Precalentador de aire
Presión, 11
absoluta, 14
atmósferica, 14
manómetro de Bourdon, 14
coeficiente, 194, 442
crítica, 64, 515, 525
constante de equilibrio, 382
fluido, 14-15
manométrica, 14
cargas, 102
impacto, 530
media efectiva, 218, 594
relación, 205
reducida, 266
saturación, 63
estática, 530
total, 531
unidades de, 12, 654,
vacío o vacuométrica, 14
Presión absoluta, 14
Presión atmosférica, 13
variación con la altitud, 407
Presión barométrica, 13
Presión crítica, 64
para toberas, 515
razón, 515
de vapores (isobara), 66
Presión de saturación, 63
de alcoholes, benzeno, octano, 340
Presión estática, 530
Presión manométrica, 13
Presión media efectiva, 218
freno, 596
indicada, 594
Presión parcial, 154-155
de mezcla de gas y vapor, 327, 332
vs fracción volumétrica, 155
Presión relativa, 69, 160
Presión total o de impacto, 530
Primera ley de la termodinámica, 80
Principio de Arquímedes, 16-17
Principios básicos de flujo, 507
Principio de los estados correspondientes, 267
Probabilidad y segunda ley, 138-141
Proceso, 21
adiabático, reversible e irreversible, 183-188
saturación adiabática, 332
condicionamiento de aire, 341
controlado, 119
externa e internamente reversible, 120
presión constante irreversible, 174
irreversibilidad de, adiabático, 124
isentrópico, 179-181, 185, 275
isobárico, 22, 173
isotérmico, 148, 176, 273, 278
isométrico, 22
politrópico, 189-191
reversible, 120
estrangulamiento, 155, 183, 188, 274
Proceso adiabático, 25, 183
combustión, 364
compresor, 403
gas ideal, 179, 181
irreversible, 124, 183, 187
isentrópico, 179
reversible, 183
estrangulación, 183, 188, 274
vapores, 184
trabajo, 179
Productos de combustión
aire de, ejemplo, 359
análisis, 358
composición, 358
punto de rocío, ejemplo, 356
entalpia, 361-362
energía interna, 370-371
volumen, ejemplo, 354
Proceso a presión constante, 171-173
de combustión, 365
ejemplos, 173-175
de gas, 173-174
de mezcla gas y vapor, 341
irreversible, 174-175
de vapor, 173
calor específico, 49-50, 305, 605
Proceso cuasiestático, 37
Proceso de acondicionamiento de aire, ejemplo, 341
Proceso de estrangulación, 155, 183
en calorímetro, 188

de proceso, véase Proceso
bomba, 235
convención de signos, 37
flujo estable, 85-89
Proceso de saturación adiabática, 332
Proceso de volumen constante, 167-169
de combustión, 370
ejemplos, 169-171, 343
de gas, 169
de mezcla gas-vapor, 343
irreversible, 170-171
de vapor, 170
calor específico, 47-49, 305
Proceso irreversible
adiabático, 187
presión constante, 174
volumen constante, 170-171
Proceso isentrópico, 179-183
ejemplo, 272
para un gas ideal, 179
para el vapor 181
con calores específicos, variables, 182
Proceso isotérmico, 148, 176-178
del aire, ejemplo, 178
de la compresión de gas, ejemplo, 278
para un sólido, ejemplo 292
Proceso politrópico, 189-191
efecto al variar n, 193
ejemplo, 191
de un gas ideal, 189-191
calor específico, 190
de vapor, 190
Procesos sin flujo
disponibilidad, 114
ecuación de la energía, 84
ejemplos, 169-171, 173-175, 178
Propano como refrigerante, 486
poderes caloríficos, 616
Propiedades críticas (Tabla), 633
Propiedades específicas, 3
Propiedades de estagnación o estancamiento, 193, 195-196
y difusor, 442
entalpia, 193
y número de March, 193-195
presión, 194, 442
temperatura, 194, 443
Propiedades extensivas, 3
Propiedades generalizadas, 266
Propiedades y estado termodinámicos, 3
Propulsión a reacción, 437
cálculos del trabajo a partir del principio de impulso y la cantidad de movimiento, 440
sección del difusor, 437
eficiencia térmica motriz, 445
fuerzas sobre la corriente del fluido, 441
potencia máxima, 442
parámetros de funcionamiento, 444
efectos de ariete, 442, 443
consumo específico de combustible para la propulsión, 446
impulso específico, 446
potencia de propulsión, 441
motor de reacción (o reactor) "turbofan", 439
Prueba de exactitud, 284
Psicrómetro, 334
Punto crítico, 64
Punto de ebullición (vapor), 18
Punto de rocío (o de condensación), 330
productos de combustión, 356
mezcla combustible-aire, 341
a presión constante, 337
a volumen constante, 331
Punto de vista macroscópico, 17, 45, 50
Punto muerto inferior, 458

Radián, definición, 8
Radiosidad, 553
Reacción exotérmica, 351
Reacciones reversibles, 379
Reactivos, 353
Reactor "ramjet" 447
Recalentamiento, 249, 436
en turbina de gas, 436
en turbina de vapor, 249
Receptor frío, 211
Referencias, lista, 583
Refrigeración, 476, 477
absorción, 488
Carnot, 476, 480
cascada, 495
coeficientes de funcionamiento u operación, 477
gas, 492
bromuro de litio, 491
columna de rectificación, sistema de absorción, 502
vació, 486
compresión de vapor, 481
unidades, 480
Refrigeración por absorción, 488
Refrigerantes, 485
características, 486
Regeneración, 220, 243
en turbina de gas, 432
en refrigeración, 494
Regla de Petit y Dulong, 308
Relación aire-combustible, 353, 359
motor Diesel, 468
turbina de gas, 426
motor tipo Otto, 461

turborreactor, 438
Relación de cierre de admisión, ciclo Diesel, 466
variación de la eficiencia, 467
Relación de compresión, 205
motores automotrices, 460
y espacio muerto, 460
motores Diesel, 467
y eficiencia, 461
de expansión, 205
de presión, 205
Relación de expansión, 205
Relación de humedad, 331
relativa, 331
Relaciones de Maxwell, 285, 313
Relaciones de recuperación por efecto de ariete, 442
Relación de los poderes específicos, 372
Relación diámetro-carrera, 465
Relación entre E y U, 82
Relación entre materia y energía, 29
Reversibilidad, 117-120
externa, 119
interna, 119
Reversibilidad externa, 119
Resistividad térmica, 538

Seebeck, Thomas J., 20
Segunda ley, 107
análisis, 133, 470
y entropía, 110-111
ecuación, 110
probabilidad, 138
enunciados, 108-109
Separación de mezclas binarias, 500
Separador, XXI
Sistema, 2
flujo constante, 116
fronteras, 2
cascada, 495
cerrado, 2, 84
conservativo, 118
presión constante, 22
volumen constante, 22
elástico, 315
producción de entropía dentro de, 108, 112
aislado, 2, 84
abierto, 2, 85
paramagnético, 318
reactivo, 351
reversible, 118
flujo constante, 24, 85
tipos de, 2
de unidades, 4
Sistema abierto
ecuación general de la energía, 86
disponibilidad de flujo estable, 116
estado estable, flujo estable, 88
estado inestable, flujo inestable, 93
Sistema de refrigeración en cascada, 495
Sistema de refrigeración por aire, 492
Sistema de refrigeración por bromuro de litio, 491
Sistemas cerrados, 83
Sistema elástico, 315
Sistema paramagnético, 318
Sistemas reactivos, 351-394
Slug, 5
Sobrecalentamiento, 63
Sobreexpansión en la tobera, 523
Soplador centrífugo, 401
desplazamiento positivo, 402
Soplador de desplazamiento directo, 402
Stirling Robert, 221
motor, 223
Sublimación, 62, 64
Sumidero o recipiente, 25, 137, 141, 211
Sobrealimentación, 471
Superficie, 65
termodinámica, coordenadas pvT, 66
termodinámica, coordenadas Tps, 66
Superficie adiabática, 25
Superficie de control, 86
Superficie de Gibbs, derivada, 310
primitiva, 309
Superficie extendida, 309-310
Superficies termodinámicas, 65-66
control, 66
derivadas y relaciones de Gibbs, 310, 311
primitiva y relaciones de Gibbs, 309, 310, 311
Sustancia, 1
fases, 62
pura, 1
simple, 2, 61
fluido operante, 211
Sustancia pura, 1, 61

Tablas
entropías absolutas, gases, 156
características de los refrigerantes, 486
agua comprimida, 73
conductancias y emitancias, 541
conductividades, 540
factores de configuración para la ecuación de radiación, 557
constantes de conversión, 654
propiedades críticas, 633
entalpia de formación, 615
entalpia de reacción, 616
propiedades de los gases a baja

presión, 605
función de Gibbs de formación, 615
poderes caloríficos de los combustibles, 616
ecuaciones de los gases ideales, fórmulas, 204
relaciones matemáticas, sustancia pura, 286
relaciones de Maxwell, 286
masas moleculares, 605
propiedades del aire, 606
propiedades del dióxido de carbono, 607
propiedades del monóxido de carbono, 608
propiedades del hidrógeno, 609
propiedades del nitrógeno, 610
propiedades del oxígeno, 611
propiedades de los productos de combustión 400% de aire, 613
propiedades de los productos de combustión 200% de aire, 614
propiedades del vapor de agua
vapor saturado, presiones, 620
vapor saturado, temperaturas, 617
unidades fundamentales SI, 6
unidades derivadas del SI, 6, 7
unidades complementarias del SI, 7
vapor sobrecalentado, 621
emitancias normales totales, 651
unidades, relaciones de, 633
valores del $\log_{10}$, $k_p$, reacciones de los gases, 647
constantes de van der Waals, 633
calores específicos variables temperaturas, 55
Tablas de los gases, 69, 160-161, 606-614
Tablas líquido-vapor, 70-71
Tambor de caldera, 236
Tara, 596
Temperatura, 16
absoluta, 19, 149
después de la combustión, motor Diesel, 376
Celsius, 18
centrígrada, 18
crítica, 64, 633
bulbo seco, 334
Fahrenheit, 18
gradiente, 536
intermedia, para el trabajo máximo, 425
Kelvin, 6, 19
medida, 20
punto de vista microscópico, 17
Rankine, 19
factor de recuperación, 443
reducida, 266
saturación, 63
escalas, 18
estagnación, 194
termodinámica, 6, 214, 215-216
bulbo húmedo, 334
Temperatura atmosférica estándar establecida por la NASA, 497
Temperatura cero, 18
Temperatura crítica, 64
Temperatura de bulbo seco, 334
Temperatura de combustión adiabática, 364
con disociación, 389
Temperatura termodinámica, 215
Tensión superficial, 41
Teorema del binomio, 526
Termodinámica, definición, XIII
primera ley de la, 80-81
segunda ley de la, 107-109
tercera ley de la, 156-157
Termopar, 20
Termómetros, 19
Thompson, Benjamin, 56
Thomson, William, 215
Tobera, 91
aire, ejemplo, 517
coeficientes, 516
convergente, 512
convergente-divergente, 512
presión crítica, 514
proporción de presión crítica, 515
eficiencia, 203, 446, 516
flujo de equilibrio, ejemplo, 519
flujo, 529
corrección de velocidad inicial, 515
velocidad del flujo de masa, 513
sobreexpansión, 523
estatoreactor, 446
cohete, 448
forma, 512
flujo supersaturado, 520, 521
garganta, 512
subexpansión, 523
Tobera convergente-divergente, 91, 511, 513
Tobera de flujo, 529
Tobera divergente, 91, 512
Tonelada normal de refrigeración, 480
Torre de enfriamiento, 345
Trabajo combinado, 97
Trabajo de deformación, 38
Trabajo del muelle, 38
Trabajo efectivo, 97
Trabajo elástico, 38
Trabajo eléctrico, 42
Trabajo ideal, 96
Trabajo indicado, 97
Trabajo magnético, 43
Trabajo máximo, 425

Transmisión térmica, 535
vapores condensantes, 578
conductancia, 540
conductancias y transmitancias, 541
conducción, 47, 535
conductividades, 531
factor de configuración, 553, 557
convección, 47, 569
a través de una pared curva, 545
poder emisivo total, 553
emitancia, 552, 561
coeficiente pelicular, 541, 570-577
de un fluido a otro, 542
diferencia media logarítmica de temperatura, 548
coeficiente global, 543
a través de una pared plana, 538
radiación, 552
conductividad térmica, 536
resistencia térmica, 540
transmitancia, 543
Trayectoria, de punto de estado, 4, 283
Tubo de Pitot, 529
Turbina de gas, 422
combustor, 429
eficiencia, 425-427
con y sin fricción, 428
disposiciones, 423
trabajo máximo, 425
con calentamiento regenerativo, 432
con recalentamiento, 436
Turbinas de vapor, 85, 89, 252, 253

Unidad térmica Británica (Btu), 30

Válvula de expansión, 482
Vapor
flujo en tobera, 519
a bajas presiones, 335
diagrama de Mollier, 74-76
propiedades de, 617-621
diagrama de temperatura-entropía, 65
Vaporación, 63
Vapor de extracción, 244
Vapores condensantes, 578
Vapor sobrecalentado, 63
Velocidad acústica (o sónica), 509
Velocidad de pistón, 418
Ventiladores, 101
Ventilador de flujo axial, 101
Volumen crítico, 64
Viscosidad absoluta, 562
Viscosidad cinemática, 564
Volumen de control, 86
turbina, 85, 248
Volumen de espacio muerto, 460
compresor, 408
motor de combustión interna, 460
Volumen reducido ideal, 268
Volumen relativo, 70, 160
Volumen y densidad específicos, 10

ESTA OBRA HA SIDO EDITADA POR UNIÒN TIPOGRAFICA EDITORIAL HISPANO AMERICANA, S.A. DE C.V., AV. INDEPENDENCIA 10, MEXICO, D.F. SE EMPLEARON LOS TIPOS ENGLISH TIMES EN 8/10, 9/12 y 10/12 PTS. PARA EL TEXTO; UNIVERSE 65 EN 10 PTS. PARA LOS SUBTITULOS Y HELIOS BOLD EN 24 PTS. PARA LAS ENTRADAS DE CAPITULO. LA OBRA FUE IMPRESA EN PROGRAMAS EDUCATIVOS, S. A. DE C.V., CALZADA CHABACANO 65, LOCAL A, COL. ASTURIAS, MEXICO, D. F., Y SE TERMINO DE IMPRIMIR EL 19 DE SEPTIEMBRE DE 1983. LA EDICION CONSTA DE 5,000 EJEMPLARES.

**Traducción:** José Carlos Escobar Hernández y Ma. Dolores García Diez

**Revisión técnica:** Francisco Paniagua Bocanegra

La encuadernación es a la rústica cosida y pegada

**Composición:** Edigraf Watson Gómez, S. C., Río Balsas, 127-A, México 5, D.F.

**Encuadernación:** Programas Educativos, S. A. de C. V.

ISBN 968-438-029-1