

MECÁNICA DE FLUIDOS Y TERMODINÁMICA

HERNÁN DANIEL MAGAÑA ALMAGUER

Tecnológico Nacional de México

Instituto Tecnológico de Mexicali

Ingeniería Eléctrica

HISTORIA DE LA TERMODINÁMICA Y SUS INICIOS

Blaise Pascal (1623-1662). El trabajo de Pascal en los campos del estudio de la hidrodinámica e hidrostática se centró en los principios de los fluidos hidráulicos. Sus inventos incluyen



la prensa hidráulica (que usa presión hidráulica para multiplicar la fuerza) y la jeringa. Él demostró que la presión hidrostática no depende del peso del fluido, sino de la diferencia de elevación.

Arquímedes de Siracusa (287 a.c.-212 a.c.) fue un físico, ingeniero, inventor, astrónomo y matemático griego. Aunque se conocen pocos detalles de su vida, es considerado uno de los científicos más importantes de la Antigüedad. Se considera que Arquímedes fue uno de los matemáticos más grandes de la antigüedad y, en general, de toda la historia. Usó el método exhaustivo para calcular el área bajo el arco de una parábola con el sumatorio

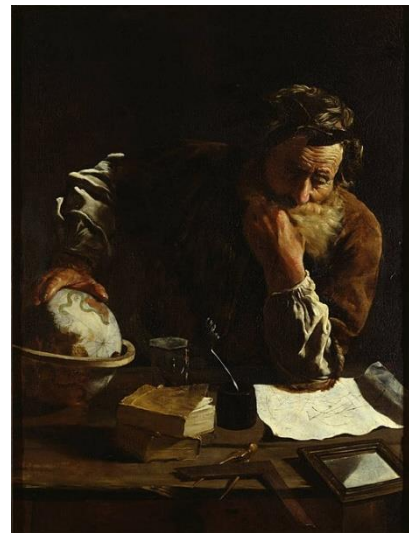
de una serie infinita, y dio una aproximación extremadamente precisa del número pi π . También definió la espiral que lleva su nombre, fórmulas para los volúmenes de las superficies de revolución y un ingenioso sistema para expresar números muy largos.

Joseph Black (1728 -1799) fue un físico y químico británico. Impartió anatomía y química en la Universidad de Glasgow, y pasó luego a la Universidad de Edimburgo (1766), donde enseñó química; fue además



el primero en establecer una clara distinción entre calor y

temperatura, y el introductor de la noción de calor específico y de calor latente de cambio de estado. En 1764 midió el calor latente de vaporización, concepto que algunos años después permitiría perfeccionar la máquina de vapor; fue un pionero en la aplicación del método científico experimental en química y física. Sus descubrimientos influyeron en científicos posteriores, como Antoine Lavoisier y James Watt. Su legado incluye ser uno de los fundadores de la química moderna y contribuir significativamente al desarrollo de la termodinámica.



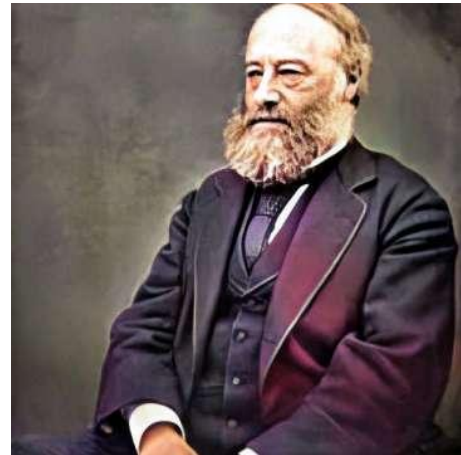


Nicolas Léonard Sadi Carnot (1796 -1832) fue un Ingeniero y científico francés y es considerado el **“Padre de la Termodinámica”** donde describió el ciclo térmico que lleva su nombre (ciclo de Carnot). En su ensayo publicado en 1824 bajo el título “Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego”, Carnot, sin perderse en detalles técnicos, describió el ciclo energético de una máquina idealizada, cuyo rendimiento depende únicamente de las temperaturas inicial y final de la sustancia que impulsa la máquina de vapor o cualquier otro fluido. Las contribuciones científicas son la máquina térmica ideal que opera entre dos fuentes de calor y alcanza el máximo rendimiento posible. Este trabajo sentó las bases para el segundo

principio de la termodinámica. El ciclo de Carnot consiste en dos transformaciones isotérmicas y dos adiabáticas, y su eficiencia depende únicamente de las temperaturas de las fuentes caliente y fría. Demostró que no puede existir una máquina real con un rendimiento superior al de una máquina reversible.

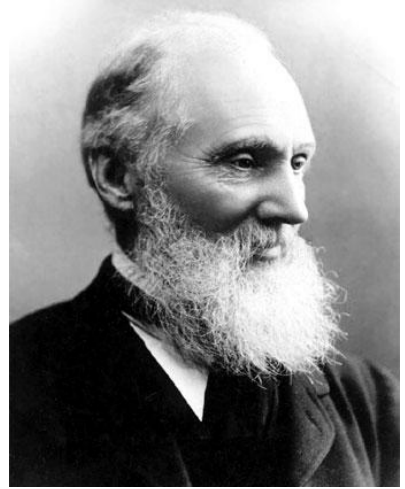
James Prescott Joule (1818 – 1889) fue un destacado físico inglés, conocido por sus contribuciones significativas en el campo de la termodinámica y la electricidad.

Desarrolló la teoría mecánica del calor, y en cuyo honor la unidad de la energía en el sistema internacional de unidades (SI) recibe el nombre de **Julio**. En sus experimentos verificó que al fluir una corriente eléctrica a través de un conductor eléctrico, éste experimenta un incremento de temperatura; a partir de ahí dedujo que si la fuente de energía eléctrica es una pila electroquímica, la energía habría de proceder de la transformación llevada a cabo por las reacciones químicas, que la convertirían en energía eléctrica, la cual se transformaría en calor. Si en el circuito se introduce un

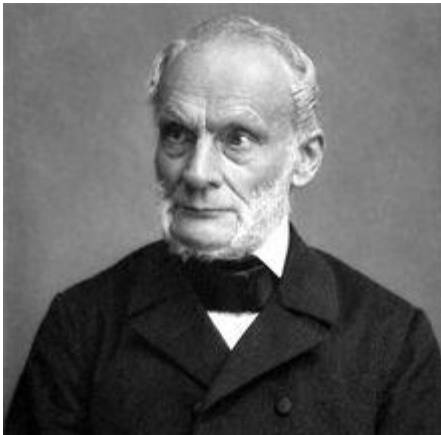


nuevo elemento, el motor eléctrico, se origina energía mecánica. Ello le llevó a la enunciación del principio de conservación de la energía o primer principio de la Termodinámica, su trabajo sentó las bases para el desarrollo de la termodinámica moderna y la comprensión de la energía en sus diversas formas, su legado es inmenso en la física y la termodinámica.

William Thomson (1824-1907), conocido como Lord Kelvin, fue un destacado físico y matemático británico nacido en Belfast, Irlanda del Norte. Su carrera académica se desarrolló principalmente en la Universidad de Glasgow, donde fue catedrático de filosofía natural durante más de 50 años, contribuyendo significativamente al desarrollo de la física experimental. Thomson es especialmente conocido por su trabajo en termodinámica y electricidad. Entre sus logros más notables se encuentra la creación de la escala de temperatura absoluta “Kelvin”, que establece un sistema para medir la temperatura, donde el cero absoluto se define como $-273.15\text{ }^{\circ}\text{C}$. Este concepto fue fundamental para el desarrollo de las leyes de la termodinámica. Además, Thomson colaboró con James Prescott Joule y formuló el efecto **Joule-Thomson**, que describe cómo la temperatura de un gas cambia al expandirse. También realizó importantes innovaciones tecnológicas, como el perfeccionamiento de los cables submarinos para comunicaciones transatlánticas, lo que le valió el título de caballero y el título nobiliario de Lord Kelvin en 1892. A lo largo de su vida, Thomson patentó más de 70 dispositivos y fue pionero en varias áreas científicas. Su influencia se extendió más allá del ámbito académico; fue el primer científico en ser nombrado miembro de la Cámara de los Lores. Su cripta se encuentra en la Abadía de Westminster, junto a la de Isaac Newton, lo que subraya su importancia en la historia de la ciencia.



Rudolf Julius Emanuel Clausius (1822-1888), fue un destacado físico y matemático alemán, considerado uno de los fundadores de la termodinámica. Sus contribuciones científicas son fundamentales como la Segunda



Ley de la Termodinámica en el año de 1850, que establece que el calor no puede pasar por sí mismo de un cuerpo más frío a uno más caliente. Introdujo el término “Entropía” en 1865, definida como la capacidad del calor para desarrollar trabajo. Estableció el concepto de sistema termodinámico y postuló la tesis de que, en cualquier proceso irreversible, una pequeña cantidad de energía térmica se disipa gradualmente a través de la frontera del sistema. Clausius siguió desarrollando sus ideas de la energía perdida. La palabra «entropía» procede del griego (ἐντροπία) y significa

evolución o transformación.

PREFACIO

ANTECEDENTES

La termodinámica es un área de la ingeniería que estudia la energía y sus transformaciones. Es también una asignatura obligatoria en los programas de estudio de ingeniería en todo el mundo. La termodinámica tiene una amplia aplicación que va desde los organismos microscópicos hasta las máquinas térmicas y los grandes sistemas de generación de energía eléctrica. Esta obra contiene material para poder comprender las asignaturas siguientes en la formación de los estudiantes de Ingeniería Eléctrica.

OBJETIVOS

Esta obra está pensada para ser utilizada por los estudiantes como libro de texto durante los últimos años de su licenciatura y por ingenieros expertos como libro de referencia o material de consulta. Los objetivos de esta obra son:

Cubrir los conceptos y principios básicos de mecánica de fluidos y termodinámica.

Presentar ejemplos de ingeniería para los estudiantes y adquieran las competencias en la praxis de la ingeniería eléctrica.

Desarrollar una comprensión de la mecánica de fluidos y termodinámica con énfasis en la aplicación en la eficiencia energética y la conversión de la energía.

El propósito de este trabajo es, proporcionar a la academia de Ingeniería Eléctrica material didáctico que contiene el estudio de conceptos, ejemplos prácticos, figuras, tabla de propiedades termodinámicas de los gases y fluidos para mejorar el aprendizaje de los estudiantes, así como también desarrollar habilidades en este campo de la ciencia y la tecnología.

FILOSOFÍA Y OBJETIVO

El objetivo de realizar esta obra de apuntes de ingeniería termodinámica y mecánica de fluido es:

Proporcionar el aprendizaje y comprensión que de una manera simple a los futuros ingenieros en eléctrica una comprensión clara y un conocimiento sólido de los principios básicos.

Fomentar el pensamiento científico para una comprensión más profunda y un conocimiento útil para las próximas asignaturas como son; equipos mecánicos, plantas térmicas, centrales eléctricas, entre otras más.

En esta obra se ha realizado un esfuerzo especial para atraer el interés de los estudiantes y ayudar a explorar las diversas facetas de la mecánica de fluidos y la termodinámica.

La respuesta que hemos recibido por parte de los estudiantes en años anteriores indica que la mejor forma de aprender es a través de la práctica, por lo tanto hemos incluido temas donde se puedan realizar proyectos de varias obras literarias para su motivar el estudio de esta asignatura y el beneficio que tendrán a lo largo de toda su actividad profesional.

Las ingenieras y los ingenieros de eléctrica que egresan deberán tener una comprensión clara y conocimientos sólidos sobre los principios básicos de modo que puedan resolver problemas complejos, proponer soluciones, mejorar los sistemas energéticos e interpretar los resultados. Se hace un esfuerzo también en proporcionar las ventajas de emplear el uso de las computadoras en la práctica de la Ingeniería.

OBJETIVOS DE APRENDIZAJE Y RESÚMENES

Los temas comienzan con una descripción general del material que se estudiará y con los objetivos, competencias y actividades de aprendizajes. Al final de cada tema se incluye un resumen que proporciona una revisión rápida de los conceptos y la importancia de los contenidos.

CONVENCIÓN DE SIGNOS (+ -)

En esta obra no se hace el uso de una convención de signos formal para calor y trabajo debido a que a menudo puede ser contraproducente y confuso para los estudiantes. Se opta por emplear subíndices “entrada” y “salida” en las ecuaciones con la finalidad de señalar las direcciones de las interacciones entre los sistemas bajo estudio.

FÓRMULAS FÍSICAMENTE SIGNIFICATIVAS

Las formas físicamente significativas de las ecuaciones de balance se usan en lugar de las fórmulas tradicionales empleadas en otras obras, esto es con la finalidad de fomentar una mejor comprensión y evitar un método del tipo “receta de cocina”, como son los formularios. Las expresiones matemáticas como los balances de masa, energía, entropía y exergía para cualquier sistema bajo estudio pueden expresarse como:

$$\text{Balance de masa} \dots \dots \dots m_{\text{entrada}} - m_{\text{salida}} = \Delta m_{\text{sistema}}$$

$$\text{Balance de energía} \dots \dots \dots E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}} = \Delta E_{\text{sistema}}$$

$$\text{Balance de entalpía:} \dots \dots \dots h_{\text{entrada}} - h_{\text{salida}} = \Delta h_{\text{sistema}}$$

Estas relaciones reafirman que durante un proceso termodinámico la masa y la energía se conservan, la entalpía se genera y la energía se destruye. En la obra se emplean estas formas de balance, después de que especifiquen el sistema y las simplifiquen para cada problema en particular. Es un método mucho más relajado y los estudiantes van adquiriendo un mayor dominio.

EMPLEO DEL SISTEMA DE UNIDADES

El empleo de las unidades inglesas o imperiales aún se usan ampliamente en algunas industrias y en países como los EUA, en la obra se emplean tanto unidades internacionales (SI) como las inglesas (USCS) United States Customary System, haciendo mayor uso en el Sistema Internacional. El contenido de esta obra se puede cubrir usando la combinación de ambos sistemas unidades, de acuerdo con la preferencia del profesor. Las gráficas y tablas que contienen la obra en los apéndices se presentan en ambas unidades, excepto en aquellas que implican cantidades dimensionales. Los problemas, tablas y gráficas en unidades inglesas están identificados con la letra “E”, colocado después del número con la finalidad de que sea sencillo reconocerlos; asimismo, los usuarios del sistema SI pueden ignorarlos sin ningún problema.

GLOSARIO DE TÉRMINOS

A lo largo de todos los temas, cuando se presenta y define un término o concepto de importancia, éste aparece en negritas. Los términos y conceptos fundamentales de la termodinámica también aparecen en un glosario. Este glosario ayuda a reforzar la terminología clave, además de que es una herramienta de revisión y aprendizaje para los estudiantes a medida que avancen en su estudio de la termodinámica. Además, los estudiantes pueden medir su conocimiento de estos términos al emplear las tarjetas con información rápida (flash cards) u otros recursos interactivos.

FACTORES DE CONVERSIÓN

Los factores de conversión y las constantes físicas de uso frecuente se listan en el anexo de esta obra para que sean una referencia fácil de usar.

ÍNDICE

1.1	PRINCIPIO DE PASCAL.....	13
1.1.1	PRESIÓN.....	13
1.1.1	PRESIÓN EN UN PUNTO	15
1.1.2	VARIACIÓN DE LA PRESIÓN CON LA PROFUNDIDAD.....	16
1.1.3	RELACIÓN ENTRE LA PRESIÓN Y LA ELEVACIÓN.....	18
1.1.4	MANÓMETRO	21
1.2	PRINCIPIO DE ARQUIMIDES.....	24
1.2.1	FLOTACIÓN Y ESTABILIDAD	24
1.2.2	MEDICIÓN DE LA GRAVEDAD ESPECÍFICA MEDIANTE UN HIDRÓMETRO ...	27
1.2.3	PÉRDIDA DE PESO DE UN OBJETO EN AGUA DE MAR.....	29
1.2.4	ESTABILIDAD DE LOS CUERPOS SUMERGIDOS Y DE LOS FLOTANTES.....	31
1.3	PRINCIPIO DE TORRICELLI	34
1.3.1	EL BARÓMETRO Y LA PRESIÓN ATMOSFÉRICA	34
2.1	TERMODINÁMICA Y ENERGÍA	37
2.1.1	PRINCIPIO DE CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA.....	37
2.1.2	LEYES DE LA TERMODINÁMICA	37
2.1.3	ENERGÍA.....	38
2.1.4	TIPOS DE ENERGÍA	39
2.1.5	ÁREAS DE LA MECANICA DE FLUIDOS Y TERMODINÁMICA.....	39
2.1.6	CONCEPTO DE BALANCE Y CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA Y MASA.....	40
2.1.7	FORMAS DE ENERGÍA.....	40
2.1.8	MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DE ENERGÍA	41
2.2	ENERGÍA, ENTROPIA Y EQUILIBRIO.....	44
2.2.1	PROCESOS ISOTÉRMICOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR INTERNAMENTE REVERSIBLES	49
2.2.2	EL PRINCIPIO DEL INCREMENTO DE ENTROPÍA.....	49
2.3	SISTEMA TERMODINAMICO ABIERTO, CERRADO Y AISLADO.	54
2.3.1	TIPOS DE SISTEMAS.....	55
2.3.2	SISTEMA CERRADO	55
2.3.3	SISEMA AISLADO	57
2.3.4	SISTEMA ABIERTO.....	57
2.3.5	PROPIEDADES EXTENSIVAS E INTENSIVAS DE UN SISTEMA	58
2.3.6	PROPIEDAD INTENSIVA.....	59

2.3.7 PROPIEDAD EXTENSIVA.....	59
2.3.8 PROCESOS REVERSIBLES E IRREVERSIBLES.....	60
2.3.9 IRREVERSIBILIDADES	62
2.4 TRABAJO, ENERGÍA CINÉTICA, ENERGÍA POTENCIAL.....	65
2.4.1 BALANCE DE ENERGÍA MECÁNICA	68
2.4.2 TRABAJO	68
2.4.3 TRABAJO POR EXPANSIÓN O COMPRESION DE UN GAS O UN LIQUIDO	69
2.4.4 TRAYECTORIA DEL TRABAJO	72
2.4.5 CALOR.....	73
2.4.6 TRANSFERENCIA DE ENERGÍA POR TRABAJO	76
2.4.7 BALANCE DE ENERGÍA DE UN SISTEMA CERRADO	77
3.1 PROCESOS Y PROPIEDADES TERMODINAMICAS	82
3.1.2 ECUACIONES DEL GAS IDEAL.....	82
3.2 ENERGIA INTERNA, ENTALPÍA: UNA PROPIEDAD DE COMBINACIÓN.....	86
3.2.1 ESTADOS DE LÍQUIDO SATURADO Y DE VAPOR SATURADO.....	89
3.2.2 INTERPOLACION DE PROPIEDADES TERMODINAMICAS	90
3.2.3 ESTADO DE REFERENCIA Y VALORES DE REFERENCIA.....	91
3.3 ENTROPIA Y SUS INTERRELACIONES	92
3.3.1 PROCESOS ISOTÉRMICOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR INTERNAMENTE REVERSIBLES	92
3.3.2 EL PRINCIPIO DEL INCREMENTO DE ENTROPÍA.....	92
3.3.3 LA ENTROPÍA Y SUS CONDICIONES	96
3.3.4 CAMBIO DE ENTROPÍA DE SUSTANCIAS PURAS.....	97
3.3.5 PROCESOS ISENTRÓPICOS.....	102
3.3.6 DIAGRAMAS DE PROPIEDADES QUE INVOLUCRAN A LA ENTROPÍA.....	104
3.4 ECUACIONES DE ESTADO, DIAGRAMAS Y TABLAS TERMODINAMICAS.....	106
3.4.1 REPRESENTACION DE PROCESOS $T - V, P - V, P - V - T$	106
3.4.2 DIAGRAMA $T - v$	106
3.4.3 Diagrama $P - v$	109
3.4.4 AMPLIACIÓN DE LOS DIAGRAMAS PARA INCLUIR LA FASE SÓLIDA	111
3.4.5 DIAGRAMA $P - T$	113
3.4.6 SUPERFICIE $P - V - T$	114
3.4.7 TABLA DE PROPIEDADES TERMODINAMICAS	116

3.4.8 ESTADOS DE LÍQUIDO SATURADO Y DE VAPOR SATURADO.....	116
3.4.9 INTERPOLACION DE PROPIEDADES TERMODINAMICAS	118
3.5 TRABAJO.....	120
3.5.1 TRABAJO POR EXPANSIÓN O COMPRESION DE UN GAS O UN LIQUIDO ..	120
3.5.2 TRABAJO DE FRONTERA MÓVIL	124
3.5.3 TRAYECTORIA DEL TRABAJO	126
3.5.4 CALOR.....	128
3.5.5 TRANSFERENCIA DE ENERGÍA POR TRABAJO	132
3.5.6 MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DE ENERGÍA	132
3.5.7 FLUJO MÁSICO, m	134
3.6 FUNCIONES DE ESTADO Y DE TRAYECTORIA.....	137
3.7 FLUJO DE MASA	140
3.7.1 MECANISMOS DE TRANSPORTE DE ENERGIA POR MASA.....	141
3.7.2 CONSERVACION DE LA MASA	144
3.7.3 BALANCE DE MASA PARA PROCESOS DE FLUJO ESTABLE	147
3.8 PROPIEDADES TRMODINÁMICAS DEL POR E AGUA	150
3.8.1 CALIDAD DE UNA MEZCLA	150
3.8.2 MEZCLA SATURADA DE LÍQUIDO-VAPOR	151
3.8.3 VAPOR SOBRECALENTADO	158
3.8.4 LÍQUIDO COMPRIMIDO	158
3.8.5 ESTADO DE REFERENCIA Y VALORES DE REFERENCIA.....	160
3.9 DIAGAMAS DE FASE DE UNA SUSTANCIA PURA.....	161
3.9.1 FASES DE UNA SUSTANCIA.....	161
3.9.2 LIQUIDO COMPRIMIDO	164
3.9.3 VAPOR SATURADO Y VAPOR SOBRE-CALENTADO	165
3.9.4 TEMPERATURA DE SATURACIÓN Y PRESIÓN DE SATURACIÓN	167
3.9.5 CALOR LATENTE	167
4.1 TRABAJO EN PROCESOS COMPLEJOS.....	170
4.1.1 DEFINICIÓN GENERAL DEL TRABAJO	170
4.1.2 TRABAJO REVERSIBLE E IRREVERSIBILIDAD	170
4.1.3 EL TRABAJO REVERSIBLE EN FLUJO ESTABLE.....	173
4.1.4 DISPOSITIVOS DE FLUJO ESTABLE ENTREGAN EL MÁXIMO TRABAJO Y CONSUMEN EL MÍNIMO CUANDO EL PROCESO ES REVERSIBLE.....	178

4.1.5 TRABAJO MINIMO DEL COMPRESOR	180
4.1.6 COMPRESIÓN POR ETAPAS MÚLTIPLES CON INTERENFRIAMIENTO	182
4.1.7 EFICIENCIA ISENTRÓPICA DE TURBINAS	186
4.1.8 EFICIENCIA ISENTRÓPICA EN COMPRESORES Y BOMBAS	189
4.1.9 EFICIENCIA ISENTRÓPICA DE TOBERAS	193
4.2 LEY DE CONSERVACION DE LA ENERGÍA Y SUS ECUACIONES	197
4.2.1 BALANCE DE ENERGÍA MECÁNICA	199
4.2.2 TRABAJO	200
4.2.3 TRABAJO POR EXPANSIÓN O COMPRESION DE UN GAS O UN LIQUIDO	201
4.2.4 TRAYECTORIA DEL TRABAJO.....	203
4.2.5 CALOR.....	204
4.2.6 TRANSFERENCIA DE ENERGÍA POR TRABAJO	207
4.3 CASOS ESPECIALES DE LA ECUACION DE LA ENERGIA.....	209
4.4 EL CALOR ESPECÍFICO A PRESION Y VOLUMEN CONSTANTE	215
4.4.1 RELACIONES DE CALORES ESPECÍFICOS DE GASES IDEALES.....	221
4.5 ECUACION DE LA ENTROPIA.....	227
4.6 EL CICLO DE CARNOT	232
4.6.1 CICLO DE CARNOT INVERSO	234
4.6.2 PRINCIPIOS DE CARNOT	234
4.6.3 ESCALA TERMODINÁMICA DE TEMPERATURA	236
4.6.4 LA MÁQUINA TÉRMICA DE CARNOT	241
4.7 ENUNCIADOS DE LA SEGUNDA LEY DE LA TERMODINAMICA.....	244
4.7.1 EQUIVALENCIA DE LOS DOS ENUNCIADOS	245
5.1 EFICIENCIA EN LA CONVERSIÓN DE ENERGÍA	247
5.1.1 EFICIENCIA DE DISPOSITIVOS MECÁNICOS Y ELÉCTRICOS	247
5.2 TRABAJO DEL VAPOR EN TURBINAS.....	253
5.3 CICLO RANKINE.....	258
5.3.1 ANÁLISIS DE ENERGÍA DEL CICLO RANKINE IDEAL	260
5.3.2 DESVIACIÓN DE LOS CICLOS DE POTENCIA DE VAPOR REALES RESPECTO DE LOS IDEALIZADOS	264
5.3.3 EL CICLO RANKINE IDEAL CON RECALENTAMIENTO	268
5.4 CICLO RANKINE IDEAL REGENERATIVO	274
5.4.1 CALENTADORES ABIERTOS DE AGUA DE ALIMENTACIÓN	275

5.4.2 CALENTADORES CERRADOS DE AGUA DE ALIMENTACIÓN.....	277
5.5 CICLO BRAYTON.....	286
5.5.1 DESARROLLO DE LAS TURBINAS DE GAS.....	292
5.5.2 DESVIACIÓN DE LOS CICLOS REALES DE TURBINA DE GAS EN COMPARACIÓN CON LOS IDEALIZADOS	296
5.5.3 CICLO BRAYTON CON REGENERACIÓN	299
5.5.4 CICLO BRAYTON CON INTERENFRIAMIENTO, RECALENTAMIENTO Y REGENERACIÓN	303
5.5.5 CICLOS IDEALES DE PROPULSIÓN POR REACCIÓN	311
BIBLOGRAFÍA.....	318
ANEXOS	319

1.1 PRINCIPIO DE PASCAL

La presión se define como una fuerza normal que ejerce un fluido por unidad de área. Se habla de presión sólo cuando se trata de gas o líquido, mientras que la contraparte de la presión en los sólidos es el esfuerzo normal. Puesto que la presión se define como la fuerza por unidad de área, tiene como unidad los N/m² (newtons por metro cuadrado), también conocida como Pascal (Pa). Es decir,

$$(Pascal) \rightarrow 1.0 Pa = 1.0 \frac{N}{m^2}$$

$$(Kilopascal) \rightarrow 1.0 Kpa = 10^3 \frac{N}{m^2}$$

$$(Megapascal) \rightarrow 1.0 MPa = 10^6 \frac{N}{m^2}$$

Otras unidades de presión de uso extendido, principalmente en Europa, son el bar, atmósfera estándar y kilogramo fuerza por centímetro cuadrado:

$$1.0 bar = 10^5 Pa = 0.1 MPa = 100 KPa$$

$$1.0 atm = 101,325 Pa = 101.325 KPa = 1.01325 bars$$

$$1.0 \frac{Kgf}{cm^2} = 9.807 \frac{N}{cm^2} = 9.807 \times 10^4 \frac{N}{m^2} = 9.804 \times 10^4 Pa = 0.9807 bar = 0.9679 atm$$

1.1.1 PRESIÓN

En el sistema inglés (USCG), la unidad de presión es libra fuerza por pulgada cuadrada (lbf/pulg²), o también llamada pound square inch (psi), y 1 atm = 14.696 psi. Las unidades de presión (kgf/cm² y lbf/pulg²) también se pueden encontrar por (kg/cm²) y (lb/pulg²), respectivamente, y se usan regularmente en medidores de presión de neumáticos o recipientes sujetos a presión positiva. Se puede demostrar que (1.0 kg/cm²) = (14.2234 psi).

$$\left[1.0 \frac{kgf}{cm^2} \right] * \left[\frac{9.80665 N}{1.0 kgf} \right] * \left[\frac{0.22481 lbf}{1.0 N} \right] * \left[\frac{6.4516 cm^2}{1.0 pulg^2} \right] = 14.2234 \frac{lbf}{pulg^2} \approx psi$$

La presión real en una determinada posición se llama presión absoluta, y se mide respecto al vacío absoluto (es decir, presión cero absolutas). Sin embargo, la mayor parte de los dispositivos para medir la presión se calibran a cero en la atmósfera, por lo que indican la diferencia entre la presión absoluta y el atmosférico local; esta diferencia es la presión manométrica. Las presiones por debajo de la atmosférica se conocen como presiones de vacío y se miden mediante medidores de vacío que indican la diferencia entre las presiones

atmosférica y absoluta, figura 1.1.1. Las presiones absolutas, manométrica y de vacío son todas positivas y se relacionan entre sí mediante:

$$P_{absoluta} = P_{manométrica} + P_{atmosférica} \quad 1.1$$

$$P_{manométrica} = P_{absoluta} - P_{atmosférica} \quad 1.2$$

$$P_{vacío} = P_{atmosférica} - P_{absoluta} \quad 1.3$$

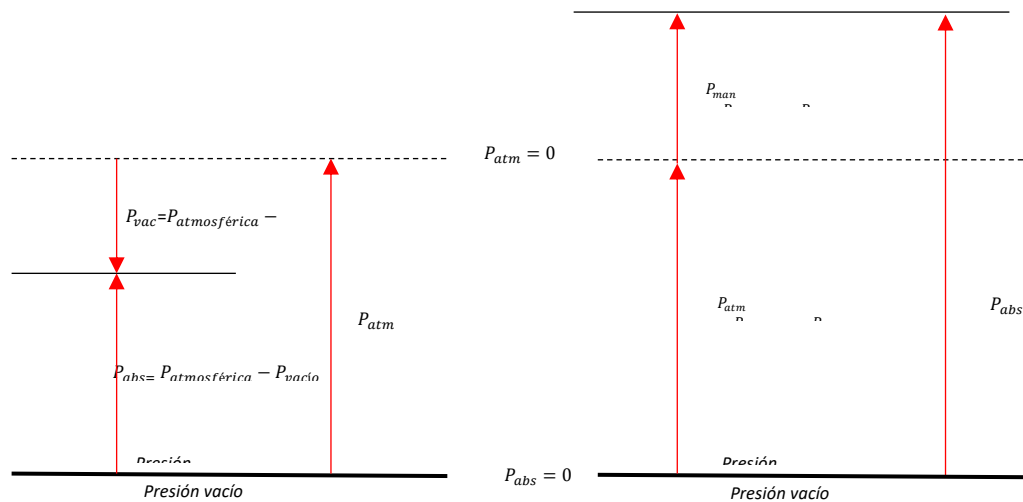


Figura 1.1.1
Escala de tipo de presiones

Los conceptos básicos siguientes ayudarán a entender la ecuación:

- Un vacío perfecto es la presión más baja posible. Por tanto, una presión absoluta siempre será positiva.
- Una presión manométrica superior a la presión atmosférica siempre es positiva.
- Una presión manométrica inferior a la presión atmosférica es negativa y en ocasiones se le llama vacío.
- Una presión manométrica se expresa en las unidades de Pa (man) o $psig$.
- La presión absoluta se puede expresar en las unidades de $Pa(abs)$ o $psia$.
- La magnitud de la presión atmosférica varía con la ubicación y condiciones climáticas.
- La presión barométrica, como la que se emite en los reportes del clima, es un indicador de la variación continua de la presión atmosférica.
- El rango de variación normal de la presión atmosférica cerca de la superficie de la Tierra es de $95\text{ kPa}(abs)$ a $105\text{ kPa}(abs)$ aproximadamente, o bien de 13.8 psia a 15.3 psia .

- Al nivel del mar, la presión atmosférica estándar es de 101.3 kPa(abs) o 14.69 psia . A menos que se dé la presión atmosférica prevaleciente, se supondrá que es de 101 kPa(abs) o 14.7 psia .

1.1.1 PRESIÓN EN UN PUNTO

La presión es la fuerza de compresión por unidad de área y da la impresión de ser un vector. La presión en cualquier punto en un fluido es la misma en todas direcciones; es decir, tiene magnitud, pero no una dirección específica y, en consecuencia, es una cantidad escalar. Esto se puede demostrar cuando se considera un pequeño elemento de fluido con forma de cuña de longitud unitaria (perpendicular al plano de la página) en equilibrio, como se muestra en la figura 1.1.2. Las presiones medias en las tres superficies son P_1, P_2 y P_3 , y la fuerza que actúa sobre cada una de las superficies es el producto de la presión media y el área superficial. Según la segunda ley de Newton, un balance de fuerzas en las direcciones x, y, z da.

$$\sum F_x = 0 = M_{ax} = 0: \quad P_1 = P_2 - P_3 l \sin \theta = 0 \quad 1.4$$

$$\sum F_z = 0 = M_{az} = 0: \quad P_2 \Delta x - P_3 l \cos \theta - \frac{1}{2} \rho g \Delta x \Delta z = 0 \quad 1.5$$

Donde ρ es la densidad y $W = mg = \Delta x \Delta z / 2$ es el peso del elemento del fluido. Nótese que la cuña del triángulo rectángulo, se tiene que $\Delta x = l \cos \theta$ y $\Delta z = l \sin \theta$. Si se sustituyen las relaciones geométricas y se dividen ambas ecuaciones entre Δx y la otra ecuación entre Δz se obtiene:

$$P_1 - P_3 = 0 \quad P_2 - P_3 - \frac{1}{2} \rho g \Delta z = 0 \quad 1.6$$

El último término de la ecuación 3-4b se cancela cuando $\Delta z \rightarrow 0$ y la cuña se vuelve infinitesimal y, por lo tanto, el elemento de fluido se contrae hasta un punto. La combinación de los resultados de estas dos relaciones da

$$P_1 = P_2 = P_3 = P$$

sin importar el ángulo θ . Se puede repetir el análisis para un elemento en el plano xz y obtener un resultado semejante. De donde se llega a la conclusión que la presión en un punto en un fluido tiene la misma magnitud en todas direcciones. Se puede demostrar, en ausencia de fuerzas cortantes, que este resultado es aplicable a fluidos en movimiento y a fluidos en reposo.

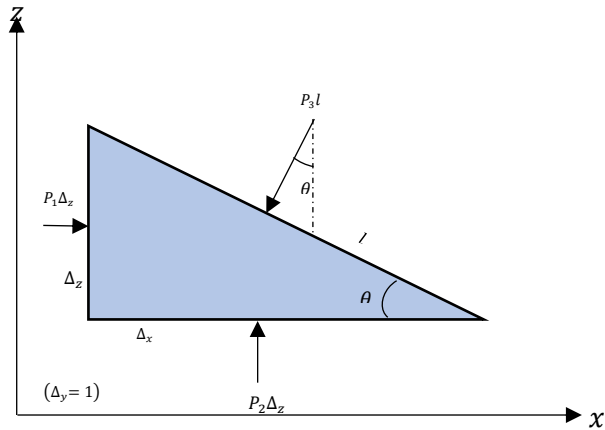
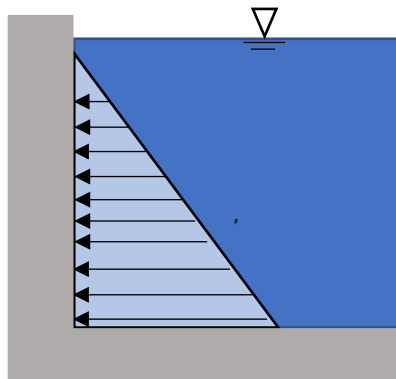


Figura 1.1.2
fuerzas que actúan sobre un elemento de fluido en forma de cuña, en equilibrio

1.2.2 VARIACIÓN DE LA PRESIÓN CON LA PROFUNDIDAD

La presión en un fluido aumenta con la profundidad porque descansa más fluido sobre las capas más profundas, y el efecto de este “peso adicional” sobre una capa más profunda se equilibra por un aumento en la presión (Figura 1.1.3).



$$\sum F_x = m_{ax} = 0:$$

$$P_2\Delta x - P_1\Delta x - \rho g\Delta x\Delta z = 0$$

Donde: $w = mg = \rho g\Delta x\Delta z$ es el peso del elemento del fluido y se divide entre Δx se obtiene:

$$\Delta p = P_1 - P_2 = \rho g\Delta z = \gamma_s\Delta z$$

Donde γ_s = peso específico del fluido

Figura 1.1.3
Variación de la presión en un fluido

Para obtener una relación para la variación de la presión con la profundidad, considérese un elemento rectangular de fluido de altura Δz , longitud Δx y profundidad unitaria (perpendicular al plano de la página) en equilibrio, como se muestra en la figura 1.1.4. Suponga que la densidad del fluido ρ sea constante, un balance de fuerzas en la dirección z vertical da

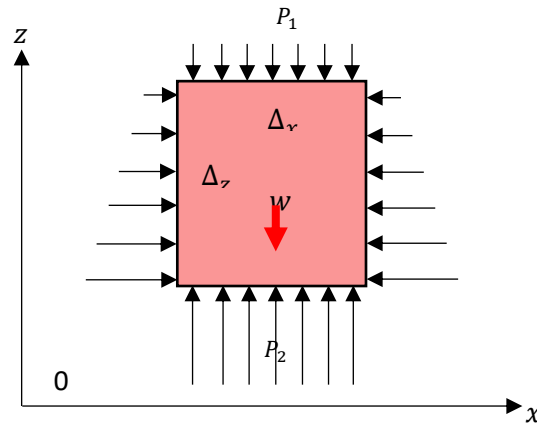


Figura 1.1.4

La presión de un fluido en reposo aumenta con la profundidad, resultado del peso agregado.

Por lo tanto, se llega a la conclusión que la diferencia de presión entre dos puntos en un fluido de densidad constante es proporcional a la distancia vertical Δ_z entre esos puntos y a la densidad ρ del fluido. En otras palabras, la presión en un fluido aumenta de manera lineal con la profundidad. Esto lo experimenta un buzo cuando se sumerge cada vez a mayor profundidad en un lago. Para un fluido determinado, a veces se usa la distancia vertical Δ_z como una medida de la presión y se llama carga de presión.

También, de la ecuación $\Delta_p = P_1 - P_2 = \rho g \Delta_z$, se llega a la conclusión que, para distancias pequeñas a moderadas, la variación de la presión con la altura es despreciable para los gases en virtud de su baja densidad. Por ejemplo, la presión en un tanque que contiene un gas se puede considerar como uniforme, ya que el peso del gas es demasiado pequeño para producir una diferencia significativa. Asimismo, se puede suponer que la presión en una habitación llena con aire es constante (Figura 1.1.5).

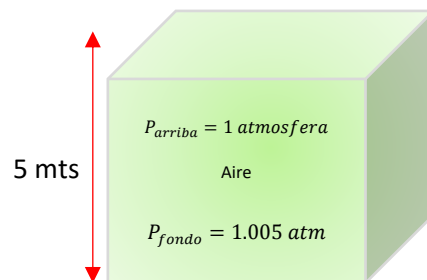


Figura 1.1.5

una habitación llena con aire es constante

Si se toma el punto 1 en la superficie libre de un líquido abierto a la atmósfera figura 1.1.3 La presión de un fluido en reposo aumenta con la profundidad (como resultado del peso

agregado), donde la presión es la atmosférica P_{atm} , entonces la presión a una profundidad h a partir de la superficie libre queda

$$P = P_{atm} + \rho gh \quad \text{o} \quad P_{man} = \rho gh \quad 1.7$$

Para los fluidos cuya densidad cambia de manera significativa respecto de la altura, se puede obtener una relación para la variación de la presión con la altura cuando se divide la ecuación 3-6 entre $\Delta_x \Delta_z$, y se toma el límite cuando $\Delta_x \rightarrow 0$. Esto da;

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad 1.8$$

El signo negativo se debe al acuerdo de tomar la dirección z positiva hacia arriba, de modo que el diferencial dP es negativo cuando el diferencial dz es positivo, puesto que la presión disminuye en dirección ascendente. Cuando se conoce la variación de la densidad con la altura, se puede determinar la diferencia de presión entre los puntos 1 y 2 por integración, como

$$\Delta P = P_2 - P_1 = - \int_1^2 \rho g dz \quad 1.9$$

1.1.3 RELACIÓN ENTRE LA PRESIÓN Y LA ELEVACIÓN

Quizá esté familiarizado con el hecho de que conforme se sumerge en un fluido, una alberca, por ejemplo, la presión se incrementa. Existen circunstancias en las que es importante saber cómo varía la presión con un cambio en la profundidad o elevación. En este libro, el término elevación significa la distancia vertical entre un nivel de referencia y un punto de interés que se denotará como z . Un cambio en la elevación entre dos puntos se llama h . La elevación siempre se mide en forma positiva en dirección hacia arriba. En otras palabras, un punto más elevado tiene una elevación mayor que otro más bajo. El nivel de referencia puede ser cualquiera, como se ilustra en la figura, donde se muestra a un submarino bajo el agua. En la parte (a) de la figura 1.6.6, se toma como referencia el fondo del recipiente, mientras que en la parte (b), el nivel de referencia es la posición en el punto 1.

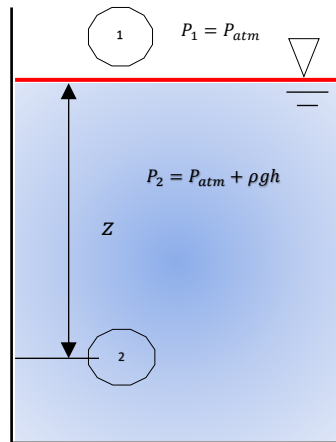


Figura 1.1.6
Relación de presión y la elevación

Debido a que los cálculos de la mecánica de fluidos por lo general toman en cuenta las diferencias de elevación, es aconsejable que se elija al punto más bajo de interés en un problema como el nivel de referencia, a fin de eliminar el uso de valores negativos para z . Esto tendrá importancia especial más adelante, figura 1.1.7.

Algunas conclusiones generales que surgen de la ecuación del cambio de presión ayudarán a que se aplique correctamente:

1. La ecuación sólo es válida para un líquido homogéneo en reposo.
2. Los puntos en el mismo nivel horizontal tienen la misma presión.
3. El cambio en la presión es directamente proporcional al peso específico del líquido.
4. La presión varía en forma lineal con el cambio en la elevación o profundidad.
5. Una disminución de la elevación ocasiona un incremento de la presión. (Esto es lo que ocurre cuando alguien se sumerge en una alberca.)
6. Un incremento en la elevación provoca una disminución de la presión.

La ecuación del cambio de presión no se aplica a los gases porque el peso específico de un gas cambia con el cambio de la presión. Sin embargo, para producir un cambio significativo en la presión de un gas se requiere un cambio grande en la elevación. Por ejemplo, un incremento de 300 m en la elevación (alrededor de 1000 pies) en la atmósfera hace que la presión disminuya tan solo 3.4 kPa (cerca de 0.5 psi). Se supone que la presión de un gas es uniforme, a menos que se especifique otra cosa.

Ecuación de la diferencial de Presión	Planteamiento de la solución
$\frac{dp}{dh} = -\rho g$	El signo negativo se debe al acuerdo de tomar la dirección h positiva hacia arriba, de modo que el diferencial dP es negativo cuando el diferencial dz es positivo, $dP =$ diferencial de presión $dz =$ diferencial de altura $\rho =$ densidad del fluido $g =$ gravedad
$\Delta P = P_2 - P_1 = - \int_1^2 \rho g dz$	Cuando se conoce la variación de la densidad con la altura, se puede determinar la presión la diferencia entre los puntos 1 y 2 se obtiene por integración
$\Delta P = \rho g h$ $\Delta P = \gamma h$	Para una densidad constante y una aceleración gravitacional constante, esta relación se reduce a la ecuación. $\Delta P =$ Cambio de Presión $\rho =$ densidad del fluido $g =$ gravedad $\gamma =$ Peso específico del fluido $z =$ elevación

Figura 1.1.7
Soluciones para el cálculo de la presión

Una consecuencia de que la presión en un fluido permanezca constante en la dirección horizontal consiste en que la presión aplicada a un fluido confinado aumenta la presión en toda la extensión de éste en la misma cantidad. Esto se conoce como ley de Pascal, en honor a Blaise Pascal (1623-1662). Pascal también sabía que la fuerza aplicada por un fluido es proporcional al área superficial. Observó que se podían conectar dos cilindros hidráulicos de áreas diferentes y se podía usar el más grande para ejercer una fuerza proporcionalmente mayor que la aplicada al más pequeño (figura 1.1.8). La “máquina de Pascal” ha sido la base de muchos inventos que forman parte de nuestra vida cotidiana, como los frenos y los elevadores hidráulicos. Esto permite levantar un automóvil con facilidad mediante un brazo, como se muestra en la figura 3-10. La $P_1 = P_2$ porque los embolos se encuentran en el mismo nivel.

$$P_1 = P_2 \rightarrow \frac{F_1}{A_1} = \frac{F_2}{A_2} \rightarrow \frac{F_2}{F_1} = \frac{A_2}{A_1} \quad 1.10$$

La razón A_2/A_1 se llama ventaja mecánica ideal del elevador hidráulico. Por ejemplo, con un gato hidráulico para automóviles con una razón de áreas de los pistones de $A_2/A_1 = 10$,

una persona puede levantar un automóvil de 1000 kg por la aplicación de una fuerza de sólo 100 kgf (908 N).

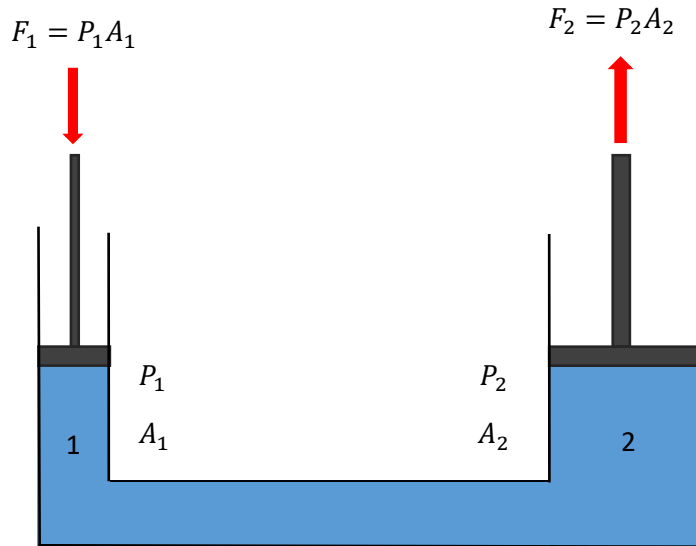
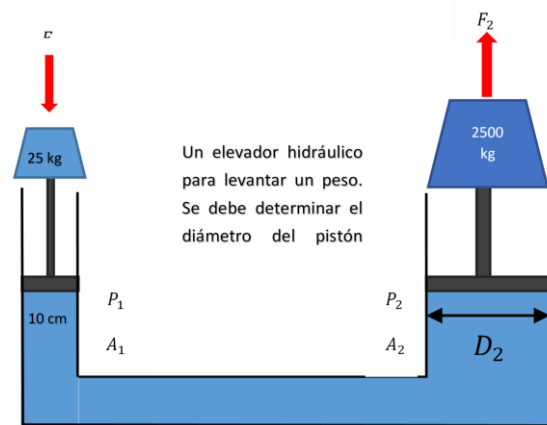


Figura 1.1.8
Dos cilindros hidráulicos usados para ejercer mayor fuerza proporcional

EJEMPLO: Un elevador hidráulico se va a usar para levantar un peso de 2 500 kg colocando otro peso de 25 kg sobre un primer pistón cuyo diámetro es de 10 cm. Determine el diámetro del pistón sobre el que se va a colocar el peso.



Un elevador hidráulico para levantar un peso. Se debe determinar el diámetro del pistón

Supuestos:

- Los cilindros del elevador están en posición vertical.
- No hay fugas.

La presión atmosférica actúa en ambos lados, por lo que puede ignorarse

Análisis:

- Teniendo en cuenta que la presión es la fuerza por unidad de área, la presión sobre el pistón más pequeño se determina a partir de

$$P_1 = \frac{F_1}{A_1} = \frac{m_1 g}{\pi \frac{D_1^2}{4}} = \left[\frac{(25 \text{ Kg}) \left(9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \right)}{\pi \frac{(0.10 \text{ m})^2}{4}} \right] \left[\frac{1 \text{ KN}}{1000 \frac{\text{Kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2}} \right] = 31.23 \frac{\text{KN}}{\text{m}^2} = \text{Kpa}$$

Según el principio de Pascal, la presión en el pistón mayor es igual a la del pistón menor. Entonces, el diámetro necesario se determina a partir de

$$P_1 = P_2 = \frac{F_2}{A_2} \rightarrow A_2 = \frac{F_2}{P_2} \rightarrow \left[\frac{(2500 \text{ Kg}) \left(9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \right)}{(31.23 \text{ Kpa})} \right] \left[\frac{1 \text{ Kpa}}{1000 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}} \right] = 0.7853 \text{ m}^2 \rightarrow D_2$$

$$= \sqrt{\frac{4(0.7853 \text{ m}^2)}{\pi}} = 0.9998 \text{ m} \approx D_2 = 1.0 \text{ m}$$

1.1.4 MANÓMETRO

Se advierte, con base en la ecuación $\Delta P = \rho g h$, que un cambio en la elevación de Δz en un fluido en reposo corresponde a $\Delta P / \rho g$, lo cual sugiere que se puede usar una columna de fluido para medir diferencias en la presión. Un instrumento para medir la presión se le

denomina es un manómetro que funciona bajo el principio del cambio de elevación de un fluido en reposo que corresponde a ρg . Es de uso común para medir diferencias en la presión, pequeñas y moderadas. Un manómetro consta principalmente de un tubo en forma de U de vidrio o plástico que contiene uno o más fluidos como mercurio, agua, alcohol o aceite. Para mantener el tamaño del manómetro dentro de límites manejables se usan fluidos pesados, como el mercurio, si se prevén grandes diferencias en la presión.

Para medir la presión de un gas los efectos gravitacionales son despreciables, la presión en cualquier parte del tanque y en la posición 1 tiene el mismo valor. Además, debido a que la presión en un fluido no varía en la dirección horizontal dentro del mismo, la presión en el punto 2 es la misma que la que se tiene en el punto 1, $P_2 = P_1$

La columna diferencial (figura 1.1.8) de fluido de altura h está en equilibrio estático y abierta a la atmósfera. Entonces de manera directa, a partir de la ecuación $\Delta P = \rho g h$, se determina que la presión en el punto 2 es

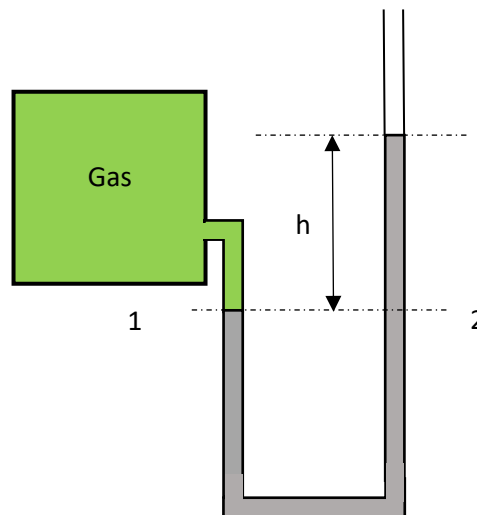
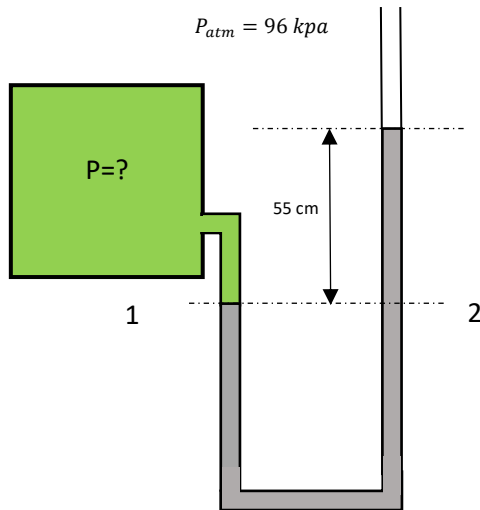


Figura 1.1.8
Manómetro de presión diferencial

$P_2 = P_{atm} + \rho g h$ donde ρ es la densidad del fluido en el tubo. La sección transversal del tubo no tiene efecto sobre la altura diferencial h y, por tanto, sobre la presión que ejerce el fluido. Sin embargo, el diámetro del tubo debe ser suficientemente grande para garantizar que el efecto de la tensión superficial y, por tanto, el ascenso por capilaridad es despreciable.

Ejemplo: Se usa un manómetro para medir la presión en un tanque. El fluido que se utiliza tiene una gravedad específica de 0.85 y la elevación de la columna en el manómetro es de 55 cm, como se muestra en la figura 3-12. Si la presión atmosférica local es de 96 kPa, determine la presión absoluta dentro del tanque



Solución: Se dan la lectura de un manómetro sujeto a un tanque y la presión atmosférica. Se debe determinar la presión absoluta en el tanque.

Hipótesis: El fluido en el tanque es un gas cuya densidad es mucho más baja que la del fluido manométrico.

Propiedades: Se da que la gravedad específica del fluido manométrico es 0.85. Se toma la densidad estándar del agua como $1000 \frac{Kg}{m^3}$.

Análisis: La densidad del fluido se obtiene cuando se multiplica su gravedad específica por la densidad del agua, la cual se toma como $1000 \frac{Kg}{m^3}$

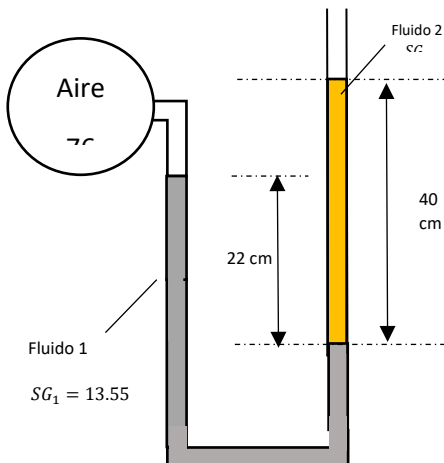
$$SG = \frac{\rho_{H_2O}}{\rho_{fluido}} \rightarrow \rho_{fluido} = \rho_{H_2O} * SG = \left[1000 \frac{Kg}{m^3} * 0.85 \right] = 850 \frac{Kg}{m^3}$$

Entonces, por la ecuación

$$P_2 = P_{atm} + \rho gh = 96 \text{ kPa} + \left[850 \frac{kg}{m^3} * 9.81 \frac{m}{s^2} * 0.55m \right] \left[\frac{1 \text{ N}}{1 \frac{kg \cdot m}{s^2}} \right] \left[\frac{1 \text{ KPa}}{1000 \frac{N}{m^2}} \right]$$

$$P_2 = 100.6 \text{ KPa}$$

Considere un manómetro de fluido doble unido a un tubo de aire, como se muestra en la figura P1-76. Si la densidad relativa de un fluido es 13.55, determine la densidad relativa del otro para la presión absoluta de aire indicada. Tome la presión atmosférica como 100 kPa.



Supuestos:

Las densidades de los líquidos son constantes.

La presión del aire en el tanque es uniforme (es decir, su variación con la elevación es insignificante debido a su baja densidad) y, por lo tanto, la presión en la interfaz aire-agua es la misma que la presión manométrica indicada.

Propiedades:

La gravedad específica de un fluido es de 13.55. La densidad estándar del agua es de 1000 kg/m^3 .

Análisis:

Comenzando con la presión del aire en el tanque y recorriendo el tubo sumando (a medida que descendemos) o restando (a medida que ascendemos) los términos gh hasta llegar a la superficie libre donde el tubo de aceite está expuesto a la atmósfera, y estableciendo el resultado igual a P_{atm} , obtenemos

$$P_{aire} = 76 \text{ KPa}$$

$$P_{atm} = 100 \text{ KPa}$$

$$SG_1 = \frac{\gamma_{fluido}}{\gamma_{H_2O}} \rightarrow \gamma_{fluido} = SG * \gamma_{H_2O} = (13.55) \left(9810 \frac{N}{m^3} \right) = 132925.5 \frac{N}{m^3} = 132.925 \frac{KN}{m^3}$$

$$P_{aire} + \gamma_1 h_1 - \gamma_2 h_2 = P_{atm} \rightarrow P_{aire} - P_{atm} = \gamma_2 h_2 - \gamma_1 h_1$$

Despejando γ_2

$$\gamma_2 = \left[\frac{(P_{aire} - P_{atm}) + (\gamma_1 * h_1)}{h_2} \right] = \left[\frac{(76 - 100 \text{ KPa}) + \left(132.925 \frac{KN}{m^3} * 0.22 \text{ m} \right)}{0.40 \text{ m}} \right] = 13.10 \frac{KN}{m^3}$$

$$SG_1 = \frac{13.10 \frac{KN}{m^3}}{9.810 \frac{KN}{m^3}} = 1.33$$

1.2 PRINCIPIO DE ARQUIMIDES

Es un hecho común que un objeto se sienta más ligero y pese menos en un líquido que en el aire. Esto se puede demostrar con facilidad si se pesa un objeto denso en el agua, con una balanza de resorte impermeable. Asimismo, los objetos hechos de madera o de otros materiales ligeros flotan en el agua. Éstas y otras observaciones sugieren que un fluido ejerce una fuerza hacia arriba sobre un cuerpo sumergido en él. Esta fuerza que tiende a levantar el cuerpo se llama fuerza de flotación y se denota por F_B .

1.2.1 FLOTACIÓN Y ESTABILIDAD

La fuerza de flotación se debe al aumento de la presión en un fluido con profundidad. Por ejemplo, considere una placa plana de espesor h sumergida en un líquido de densidad ρ_f paralela a la superficie libre, como se muestra en la figura 1.2.1.

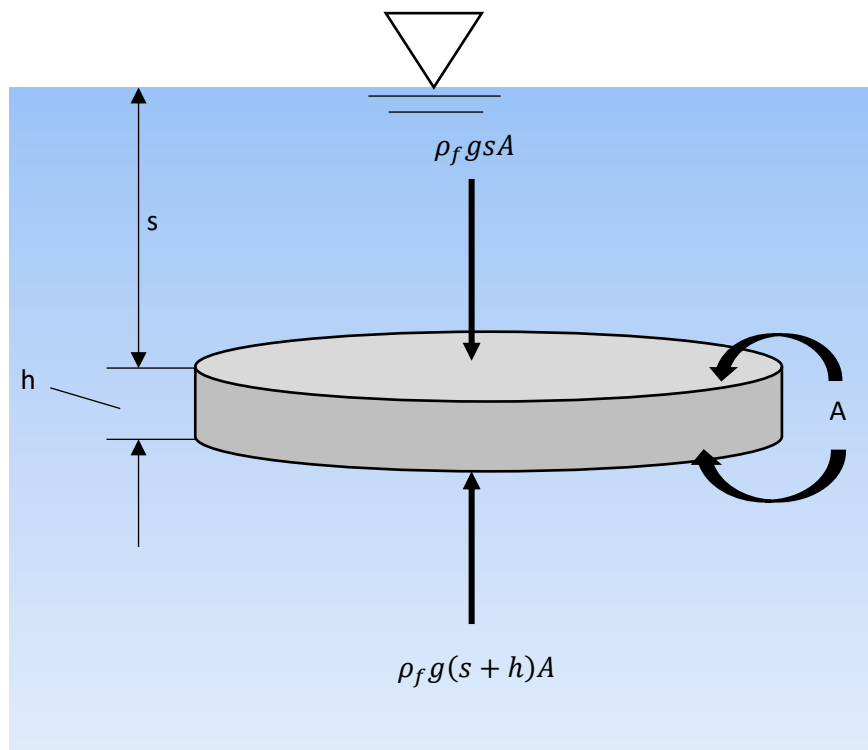


Figura 1.2.1
Placa plana de espesor uniforme h sumergida en un líquido, paralela a la superficie libre.

El área de la superficie superior (y también de la inferior) de la placa es A , y su distancia a la superficie libre es s . Las presiones en las superficies superior e inferior de la placa son $\rho_f g s$ y $\rho_f g (s + h)$, respectivamente. Entonces, la fuerza hidrostática $F_{sup} = \rho_f g s A$ actúa

hacia abajo sobre la superficie superior y $F_{inf} = \rho_f g(s + h)A$ actúa hacia arriba sobre la superficie inferior de la placa. La diferencia entre estas dos fuerzas es una fuerza neta hacia arriba, la cual es la fuerza de flotación,

$$F_B = F_{inf} - F_{sup} = \rho_f g(s + h)A - \rho_f gsA = \rho_f ghA = \rho_f gV \quad 1.11$$

Donde $V = hA$ es el volumen de la placa. Pero la relación $\rho_f gV$ es, sencillamente, el peso del líquido cuyo volumen es igual al volumen de la placa. Se llega a la conclusión que la fuerza de flotación que actúa sobre la placa es igual al peso del líquido desplazado por la propia placa. Nótese que la fuerza de flotación es independiente de la distancia del cuerpo a la superficie libre. También es independiente de la densidad del cuerpo sólido.

La relación de la ecuación 1.11 se desarrolla para una configuración geométrica sencilla, pero es válida para cualquier cuerpo, sin importar su forma. Esto se puede demostrar con matemática mediante un balance de fuerzas o, simplemente, por este argumento: considérese un cuerpo sólido con forma arbitraria sumergido en un fluido en reposo y compare con una masa de fluido de la misma forma, indicada por las líneas punteadas, a la misma distancia a la superficie libre (Fig. 1.2.2).

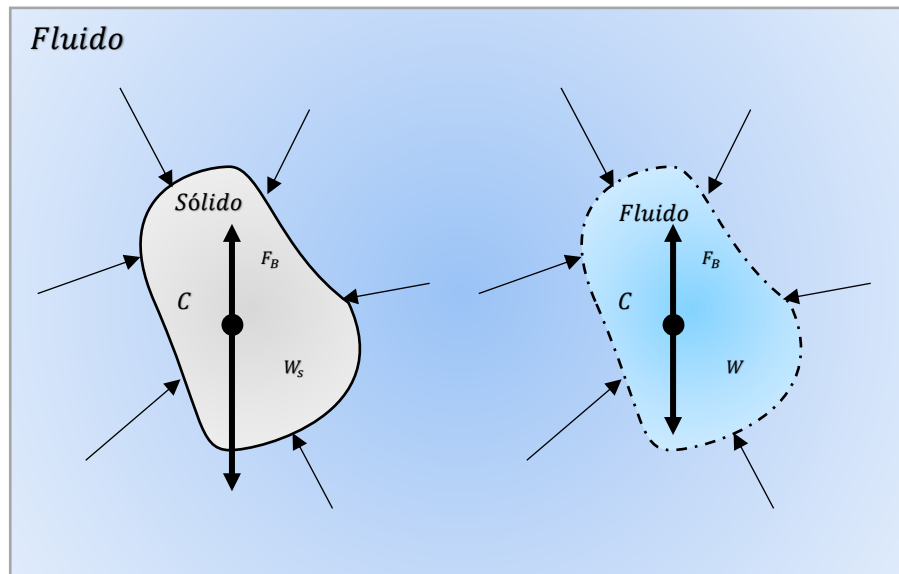


Figura 1.2.2

Las fuerzas de flotación que actúan sobre un cuerpo sólido sumergido en un fluido y sobre una masa del fluido de la misma forma, a la misma profundidad, son idénticas. La fuerza de flotación F_B actúa hacia arriba pasando por el centroide C del volumen desplazado y es igual en magnitud al peso W del fluido desplazado, pero en la dirección opuesta. Para un sólido de densidad uniforme, su peso W_s también actúa pasando por el centroide, pero su magnitud no es necesariamente igual a la del fluido que desplaza. (Aquí, $W_s > W$, y donde $W_s > F_B$, este cuerpo sólido se hundiría.)

Las fuerzas de flotación que actúan sobre estos dos cuerpos son las mismas ya que las distribuciones de la presión, las cuales dependen sólo de la profundidad, son iguales en las fronteras de ambos.

El cuerpo imaginario de fluido está en equilibrio estático y la fuerza neta y el momento neto que actúan sobre él son cero. Por lo tanto, la fuerza de flotación ascendente debe ser la misma al peso del cuerpo imaginario de fluido, cuyo volumen es igual al del cuerpo sólido. Además, el peso y la fuerza de flotación deben tener la misma línea de acción para crear un momento cero. Esto se conoce como principio de Arquímedes, en honor del matemático griego (287-212 a.C.), y se expresa como

” La fuerza de flotación que actúa sobre un cuerpo sumergido en un fluido es igual al peso del fluido desplazado por el cuerpo y actúa hacia arriba pasando por el centroide del volumen desplazado”.

Para los cuerpos flotantes, el peso del cuerpo completo debe ser igual a la fuerza de flotación, la cual es el peso del fluido cuyo volumen es igual al de la parte sumergida de ese cuerpo; es decir:

$$F_B = W \rightarrow \rho_f g V_{sum} = \rho_{prom, cuerpo} g V_{total} \rightarrow \frac{V_{sum}}{V_{total}} = \frac{\rho_{prom, cuerpo}}{\rho_f} \quad 1.12$$

Por lo tanto, la fracción sumergida del volumen de un cuerpo flotante es igual a la razón de la densidad promedio del cuerpo a la densidad del fluido. Nótese que cuando la razón de densidades es igual a uno, o mayor que uno, el cuerpo flotante se vuelve por completo sumergido. Con base en estas observaciones, se infiere que un cuerpo sumergido en un fluido 1) permanece en reposo en cualquier punto en el fluido, cuando su densidad es igual a la densidad del fluido; 2) se hunde hasta el fondo, cuando su densidad es mayor que la del fluido; y 3) asciende hasta la superficie del fluido y flota cuando la densidad del cuerpo es menor que la del fluido (Fig. 1.2.3).

La fuerza de flotación es proporcional a la densidad del fluido y, por tanto, se podría pensar que la fuerza de flotación que ejercen los gases, como el aire, es despreciable. Es evidente que, en general, éste es el caso, pero hay excepciones significativas. Por ejemplo, el volumen de una persona es de alrededor de 0.1 m^3 , y, tomando la densidad del aire como 1.2 kg/m^3 , la fuerza de flotación que ejerce el aire sobre la persona es:

$$F_B = \rho_f g V = (1.2 \text{ kg/m}^3) (9.81 \text{ m/s}^2) (0.1 \text{ m}^3) \cong 1.2 \text{ N}$$

El peso de una persona de 80 kg es de $80 \times 9.81 = 788 \text{ N}$. Por lo tanto, en este caso, ignorar la flotación conduce a un error en el peso de sólo 0.15 por ciento, lo cual es despreciable. Pero los efectos de la flotación en los gases dominan en algunos fenómenos naturales importantes, como el ascenso del aire cálido en un medio ambiente más frío y el comienzo de las corrientes de convección natural, el ascenso de los globos de aire caliente o de helio y los movimientos del aire en la atmósfera. Por ejemplo, un globo de helio asciende como resultado del efecto de flotación hasta que alcanza una altitud en donde la densidad del aire (la cual disminuye con la altitud) se hace igual a la del helio contenido en el globo, se supone que el globo no se revienta para entonces y se ignore el peso del material del que está hecho. El principio de Arquímedes también se aplica en la geología moderna cuando se considera que los continentes flotan sobre un mar de magma

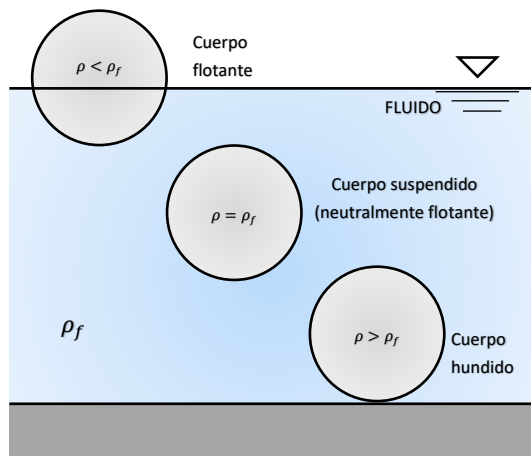


Figura 1.2.3

Un cuerpo sólido cuando cae dentro de un fluido puede hundirse, flotar o quedar en reposo en cualquier sitio de éste, dependiendo sobre su densidad relativa a la densidad del fluido.

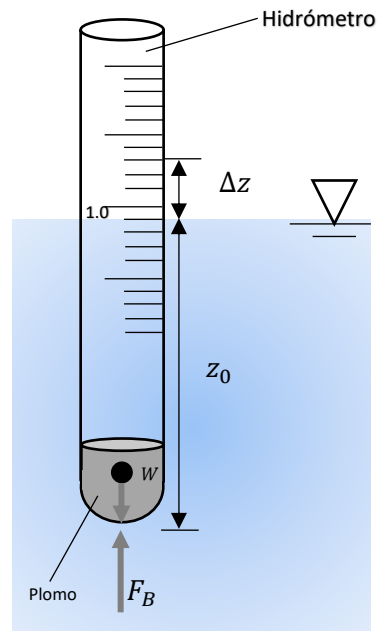


Figura 1.2.4
Hidrómetro

1.2.2 MEDICIÓN DE LA GRAVEDAD ESPECÍFICA MEDIANTE UN HIDRÓMETRO

Si se tiene un acuario con agua de mar, es posible que haya usado un pequeño tubo cilíndrico de vidrio con algún peso de plomo en el fondo para medir la salinidad del agua simplemente con observar cuánto se hunde el tubo. Un aparato de ese tipo que flota en posición vertical y que se usa para medir la gravedad específica de un líquido se llama

hidrómetro (Fig. 3-40). Su parte superior se eleva por arriba de la superficie del líquido y las divisiones que tiene marcadas permiten leer de manera directa la gravedad específica. El hidrómetro se calibra de manera que, en agua pura, da una lectura exactamente de 1.0, en la interfaz aire-agua. a) Obtenga una relación para la gravedad específica de un líquido como función de la distancia z a partir de la marca correspondiente al agua pura, y b) determine la masa del plomo que debe colocarse en un hidrómetro de 1 cm de diámetro y 20 cm de longitud, si debe flotar hundido hasta la mitad (la marca de 10 cm) en agua pura.

Solución:

Se debe medir la gravedad específica de un líquido con un hidrómetro. Se debe obtener una relación entre la gravedad específica y la distancia vertical a partir del nivel de referencia, así como la cantidad de plomo que se necesita agregar en el tubo para cierto hidrómetro.

Hipótesis:

1. El peso del tubo de vidrio es despreciable en relación con el peso del plomo agregado.
2. Se descarta la curvatura del fondo del tubo.

Propiedades:

Se toma la densidad del agua pura como 1000 kg/m^3 .

Análisis:

a) Nótese que el hidrómetro está en equilibrio estático, la fuerza de flotación F_B que ejerce el líquido debe ser siempre igual al peso W del hidrómetro. En agua pura, sea z_0 la distancia vertical entre el fondo del hidrómetro y la superficie libre del agua. Si, en este caso, se hace $F_B = W$ da

$$W_{\text{hidró}} = F_{B,a} = \rho_a g V_{\text{sum}} = \rho_a g A z_0$$

donde A es el área de la sección transversal del tubo y ρ_a es la densidad del agua pura. En un fluido más ligero que el agua ($\rho_f < \rho_a$), el hidrómetro se hundirá a una profundidad mayor y el nivel del líquido estará a una distancia de Δz por arriba de z_0 . De nuevo, si se realiza $F_B = W$, da

$$W_{\text{hidró}} = F_{B,f} = \rho_f g V_{\text{sum}} = \rho_f g A (z_0 - \Delta z)$$

Esta relación también es válida para los fluidos más pesados que el agua, tomando Δz hacia abajo de z_0 para ser una cantidad negativa. Si aquí se igualan entre sí las ecuaciones (1) y (2), supuesto que el peso del hidrómetro es constante, y reordenando, se obtiene:

$$\rho_a g A z_0 = \rho_f g A (z_0 - \Delta z) \quad \rightarrow \quad G \cdot E_f = \frac{\rho_f}{\rho_a} = \frac{z_0}{z_0 + \Delta z}$$

la cual es la relación entre la gravedad específica del fluido y z . Nótese que z_0 es constante para un hidrómetro dado y z es negativa para los fluidos más pesados que el agua pura.

b) Descartando el peso del tubo de vidrio, la cantidad de plomo que es necesario añadir a ese tubo se determina con base en el requisito de que el peso del plomo sea igual a la fuerza de flotación. Cuando el hidrómetro está flotando con la mitad de él sumergida en agua, la fuerza de flotación que actúa sobre él es de:

$$F_B = \rho_a g V_{sum}$$

Si se iguala F_B al peso del plomo da:

$$W = mg = \rho_a g V_{sum}$$

Cuando se despeja m y se sustituye, se determina que la masa del plomo es

$$m = \rho_a V_{sum} = \rho_a (\pi R^2 h_{sum}) = (1000 \text{ kg/m}^3) [\pi (0.005 \text{ m})^2 (0.1 \text{ m})] = 0.00785 \text{ kg}$$

Nótese que, si se necesitara que el hidrómetro se hundiera sólo 5 cm en el agua, la masa necesaria de plomo sería la mitad de esta cantidad. Asimismo, es necesario verificar la suposición de que el peso del tubo de vidrio es despreciable, dado que la masa del plomo sólo es de 7.85 g.

1.2.3 PÉRDIDA DE PESO DE UN OBJETO EN AGUA DE MAR

Se usa una grúa para bajar objetos pesados en el mar (densidad 1 025 kg/m³) para un proyecto de construcción submarina (Fig. 1.2.4). Determine la tensión en el cable de la grúa debida a un bloque rectangular de concreto (densidad 2 300 kg/m³) cuando está a) suspendido en el aire y b) sumergido totalmente en el agua

Solución:

Se baja un bloque de concreto en el mar. Se debe determinar la tensión en el cable antes y después que el bloque esté en el agua.

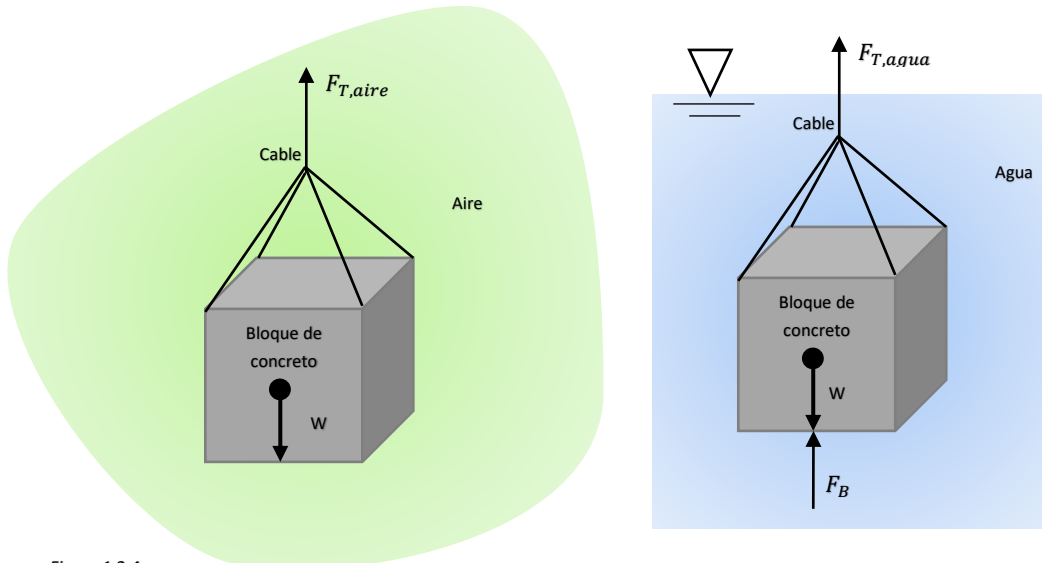


Figura 1.2.4
Esquema para el ejemplo mostrado

Hipótesis

1. La flotación en el aire es despreciable.
2. El peso de los cables es despreciable.

Propiedades

Las densidades se dan como $1\,025\text{ kg/m}^3$ para el agua de mar y $2\,300\text{ kg/m}^3$ para el concreto.

Análisis

a) Considere el diagrama de cuerpo libre del bloque de concreto. Las fuerzas que actúan sobre éste en el aire son su peso y la fuerza de tensión producida por el cable y dirigida hacia arriba. Estas dos fuerzas deben equilibrarse entre sí y, por lo tanto, la tensión en el cable debe ser igual al peso del bloque:

$$V = (0.4\text{m})(0.4\text{m})(3\text{m}) = 0.48\text{m}^3$$

$$F_{T,aire} = W = \rho_{concreto} g V = (2300\text{ kg/m}^3) (9.81\text{ m/s}^2) (0.48\text{m}^3) \left(\frac{1\text{ kN}}{1000\text{ kg} \cdot \text{m/s}^2} \right)$$

$$= 10.8\text{kN}$$

b) Cuando el bloque está sumergido en el agua, se tiene la fuerza adicional de flotación que actúa hacia arriba. En este caso, el balance de fuerzas da:

$$F_B = \rho_f g V = (1025 \text{ kg/m}^3) (9.81 \text{ m/s}^2) (0.48 \text{ m}^3) \left(\frac{1 \text{ kN}}{1000 \text{ kg} \cdot \text{m/s}^2} \right) = 4.48 \text{ kN}$$

$$F_{T,agua} = W - F_B = 10.8 - 4.8 = 6.0 \text{ kN}$$

El peso del bloque de concreto y, por lo tanto, la tensión en el cable disminuyen en $(10.8 - 6.0)/10.8 = 55$ por ciento en el agua.

1.2.4 ESTABILIDAD DE LOS CUERPOS SUMERGIDOS Y DE LOS FLOTANTES

Una aplicación valiosa del concepto de flotación es la evaluación de la estabilidad de los cuerpos sumergidos y de los flotantes sin accesorios externos. Este tema tiene importancia en el diseño de los barcos y submarinos. En seguida se incluyen comentarios cualitativos generales acerca de la estabilidad vertical y la rotacional. Se aplica la analogía de la “bola sobre el piso” con la finalidad de explicar los conceptos fundamentales de la estabilidad y la inestabilidad. En la figura 1.25 se muestran tres bolas en reposo sobre el piso. El caso a) es estable, ya que cualquier perturbación pequeña (alguien que mueva la bola hacia la derecha o hacia la izquierda) genera una fuerza de restitución (debida a la gravedad) que la regresa a su posición inicial. El caso b) es neutralmente estable, porque si alguien mueve la bola hacia la derecha o hacia la izquierda permanecería puesta en su nueva ubicación. No tiende a regresar a su ubicación original ni continúa moviéndose alejándose de ésta. El caso c) es una situación en la que puede ser que la bola esté en reposo en el momento, pero cualquier perturbación, inclusive infinitesimal hace que la bola ruede hacia abajo del promontorio (no regresa a su posición original, más bien diverge de ella). En otras palabras, no puede estar en reposo y rodaría del plano, inclusive sin que hubiera perturbación.

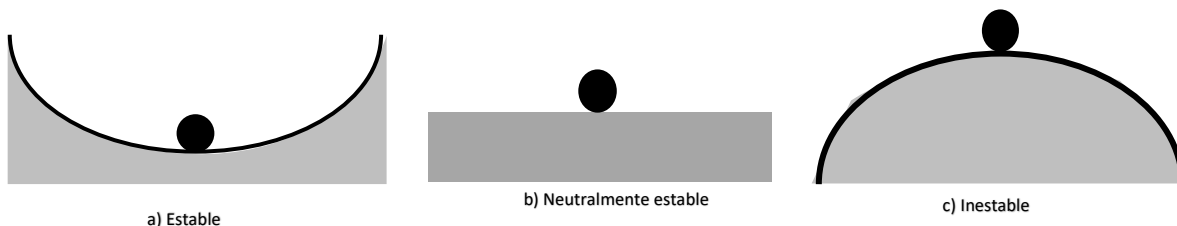


Figura 1.2.5

La estabilidad se entiende con facilidad cuando se analiza una bola sobre el piso.

Para un cuerpo sumergido o flotante en equilibrio estático, el peso y la fuerza de flotación que actúan sobre él se equilibran entre sí y, de manera inherente, esos cuerpos son estables en la dirección vertical. Si un cuerpo sumergido neutralmente flotante se asciende o desciende hasta una profundidad diferente, el cuerpo permanecerá en equilibrio en esa ubicación. Si un cuerpo flotante se asciende o desciende mediante una fuerza vertical, el cuerpo regresará a su posición original tan pronto como se elimine el efecto externo. Por lo tanto, un cuerpo flotante posee estabilidad vertical, mientras que uno sumergido neutralmente flotante es neutralmente estable, puesto que no regresa a su posición original después de una perturbación. La estabilidad rotacional de un cuerpo sumergido depende de las ubicaciones relativas del centro de gravedad G del cuerpo y del centro de flotación B , el cual es el centroide del volumen desplazado. Un cuerpo sumergido es estable si tiene un fondo pesado y, en consecuencia, el punto G está directamente debajo del B (Fig. 1.2.6).

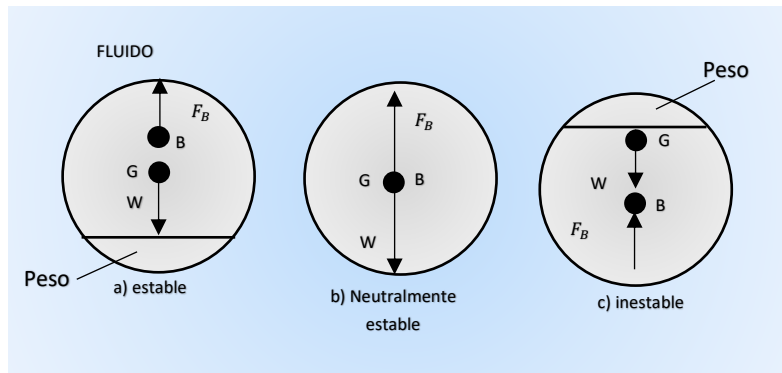


Figura 1.2.6

Un cuerpo sumergido neutralmente flotante es a) estable si el centro de gravedad G , está directamente abajo del centro de flotación B , b) neutralmente estable si G y B coinciden y c) inestable si G está directamente arriba de B .

En esos casos, una perturbación rotacional del cuerpo produce un momento de restitución que lo regresa a su posición estable original. Un diseño estable para un submarino exige que los motores y las cabinas de la tripulación estén ubicados en la mitad inferior, para desplazar el peso hacia el fondo tanto como sea posible. Los globos con aire caliente o con helio (que se pueden concebir como si estuvieran sumergidos en el aire) también son estables, ya que la canastilla que lleva la carga está abajo. Un cuerpo sumergido cuyo centro de gravedad G está directamente arriba del B es inestable y cualquier perturbación hará que este cuerpo se voltee. Un cuerpo para el cual G y B coinciden es neutralmente estable. Éste es el caso de los cuerpos cuya densidad es constante en toda su extensión. Para esos cuerpos no existe tendencia de voltearse o enderezarse por sí mismos.

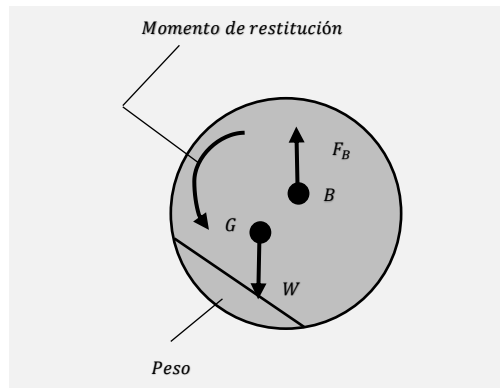


Figura 1.2.7

Cuando el centro de gravedad G de un cuerpo sumergido neutralmente flotante no está alineado en la dirección vertical con el centro de flotación B , del cuerpo, no se encuentra en estado de equilibrio y giraría hasta alcanzar su estado estable, inclusive sin perturbación.

El momento de restitución en el caso de la figura 1.2.7 es en sentido contrario al movimiento de las manecillas del reloj y hace que el cuerpo gire en ese sentido de modo que se alinee el punto G en la dirección vertical con el B . Nótese que puede haber alguna oscilación, pero llega el momento en que el cuerpo se establece en su estado de equilibrio estable (caso a de la figura 1.2.6). La estabilidad del cuerpo de la figura 1.27 es análoga a la de la bola sobre un piso inclinado.

Los criterios de estabilidad rotacional son semejantes para los cuerpos flotantes. Una vez más, si el cuerpo flotante tiene fondo pesado y, por tanto, el centro de gravedad G , está directamente abajo del centro de flotación B , el cuerpo siempre es estable. Pero, a diferencia de los cuerpos sumergidos, un cuerpo flotante inclusive puede ser estable cuando G está directamente arriba del B (Fig. 1.2.8).

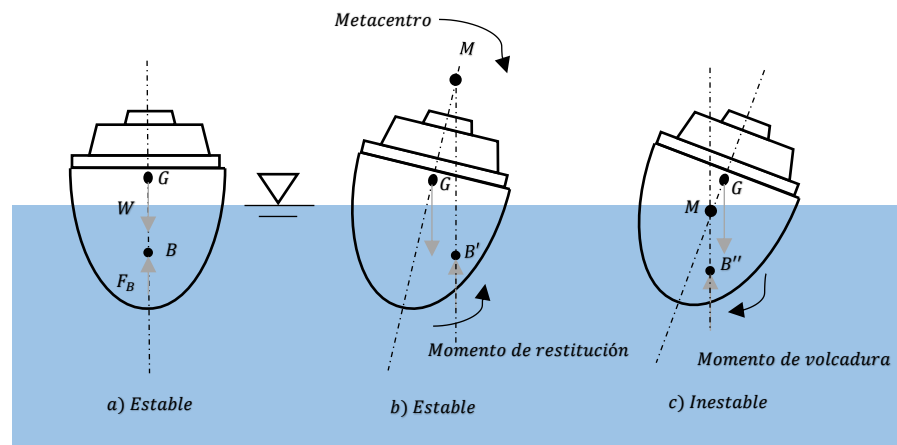


Figura 1.2.8

Un cuerpo flotante es estable si su fondo es pesado y, por tanto, el centro de gravedad G está debajo del centroide B del mismo, o bien si el metacentro M está arriba del punto G . Sin embargo, el cuerpo es inestable si el punto M está abajo del punto G .

Esto se debe a que el centroide del volumen desplazado se mueve hacia uno de los lados hasta un punto B durante una perturbación rotacional, mientras que el centro de gravedad G , del cuerpo permanece inalterado. Si el punto B está suficientemente lejos, estas dos fuerzas crean un momento de restitución y regresan el cuerpo a la posición original. Una medida de la estabilidad para los cuerpos flotantes es la altura metacéntrica GM , la cual es la distancia entre el centro de gravedad G , y el metacentro M (el punto de intersección de las líneas de acción de la fuerza de flotación que pasa por el cuerpo antes y después de la rotación). El metacentro se puede considerar como un punto fijo para la mayor parte de las formas de los cascos, para ángulos pequeños de balanceo, hasta de más o menos 20° . Un cuerpo flotante es estable si el punto M está arriba del G y, por consiguiente, GM es positiva e inestable si el punto M está debajo del G y, en consecuencia, GM es negativa. En el último caso, el peso y la fuerza de flotación que actúan sobre el cuerpo inclinado generan un momento de volcadura, en lugar de uno de restitución, haciendo que el cuerpo se vuelque. La longitud de la altura metacéntrica GM por encima de G es una medida de la estabilidad: entre mayor sea, más estable es el cuerpo flotante.

1.3 PRINCIPIO DE TORRICELLI

La presión atmosférica se mide con un instrumento llamado barómetro; por tanto, con frecuencia se hace referencia de la presión atmosférica como presión barométrica.

1.3.1 EL BARÓMETRO Y LA PRESIÓN ATMOSFÉRICA

El italiano Evangelista Torricelli (1608-1647) fue el primero en probar de manera concluyente que se puede medir la presión atmosférica cuando se invierte un tubo lleno de mercurio en un recipiente lleno con este mismo líquido que está abierto a la atmósfera, como se muestra en la figura 1.3.1. La presión en el punto B es igual a la atmosférica y se puede tomar la presión en C como cero, ya que sólo existe vapor de mercurio arriba del punto C, y la presión es muy baja en relación con P_{atm} por lo que se puede despreciar para tener una aproximación excelente. Si se escribe un balance de fuerzas en la dirección vertical se obtiene

$$P_{atm} = \rho gh \quad 1.13$$

donde ρ es la densidad del mercurio, g es la aceleración gravitacional local y h es la altura de la columna de mercurio por arriba de la superficie libre. Nótese que la longitud y el área de la sección transversal del tubo no afectan la altura de la columna de fluido de un

barómetro. Una unidad de presión que se usa con frecuencia es la atmósfera estándar, la cual se define como la presión producida por una columna de mercurio de 760 mm de altura a 0°C ($\rho_{Hg} = 13\,595\text{ kg/m}^3$) bajo la aceleración gravitacional estándar ($g = 9.807\text{ m/s}^2$). Si se usara agua en lugar de mercurio para medir la presión atmosférica estándar, se necesitaría una columna de agua de alrededor de 10.3 m.

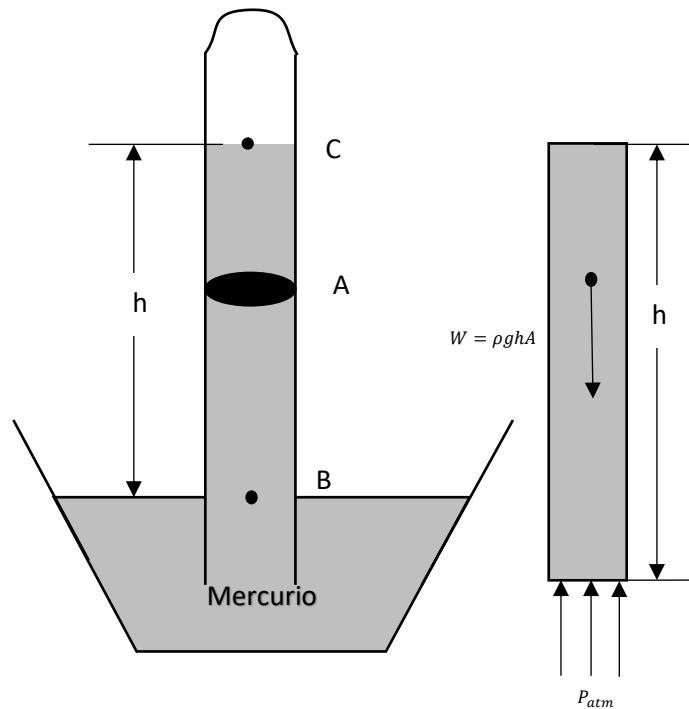


Figura 1.3.1
Barómetro básico.

presión a veces se expresa (en especial por los pronosticadores del tiempo) en términos de la altura de la columna de mercurio. Por ejemplo, la presión atmosférica estándar es de 760 mm Hg (29.92 in Hg) a 0°C . La unidad mmHg también se conoce como torr, en honor de Torricelli. Por lo tanto, $1\text{ atm} = 760\text{ torr}$ y $1\text{ torr} = 133.3\text{ Pa}$. La presión atmosférica estándar P_{atm} cambia desde 101.325 kPa, a nivel del mar, hasta 89.88, 79.50, 54.05, 26.5 y 5.53 kPa a las altitudes de 1000, 2000, 5000, 10000 y 20000 m, respectivamente. Por ejemplo, la presión atmosférica estándar en Denver (elevación = 1610 m) es de 83.4 kPa.

La ρ es la densidad del mercurio, g es la aceleración gravitacional local y h es la altura de la columna de mercurio por arriba de la superficie libre. Nótese que la longitud y el área de la sección transversal del tubo no afectan la altura de la columna de fluido de un barómetro (figura 1.3.2)

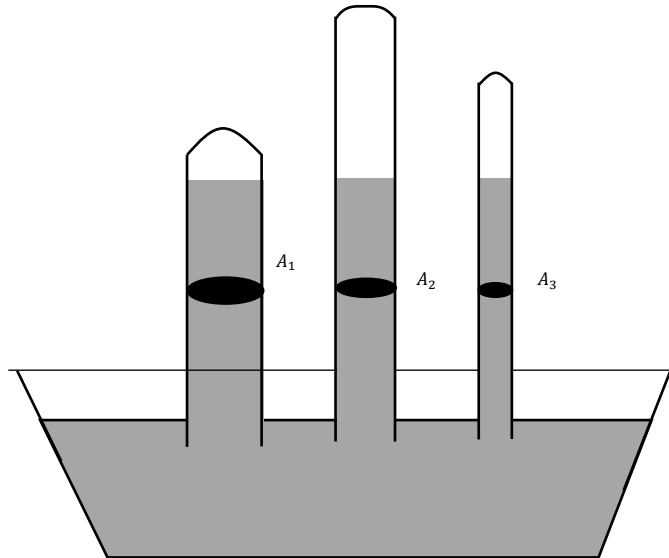


Figura 1.3.2

La longitud o el área de la sección transversal del tubo no tienen efecto sobre la altura de la columna del fluido en un barómetro, siempre que el diámetro de ese tubo sea suficientemente grande como para evitar los efectos de la

EJEMPLO: Medición de la presión atmosférica con barómetro

Determine la presión atmosférica en un lugar donde la lectura barométrica es de 740 mm Hg y la aceleración gravitacional es $g = 9.81 \text{ m/s}^2$. Suponga que la temperatura del mercurio es de 10°C , a la cual su densidad es de 13570 kg/m^3 .

Solución: La lectura barométrica en un lugar se señala en la altura de la columna de mercurio. Debe determinarse la presión atmosférica.

Hipótesis: Se supone que la temperatura del mercurio es de 10°C . Propiedades Se da la densidad del mercurio como $13\,570 \text{ kg/m}^3$.

Análisis: Por la ecuación **1.13**, se determina que la presión atmosférica es

$$P_{atm} = \rho gh$$

$$P = (13570 \text{ kg/m}^3) (9.81 \text{ m/s}^2) (0.74 \text{ m}) \left(\frac{1 \text{ N}}{1 \text{ kg} \cdot \text{m/s}^2} \right) \left(\frac{1 \text{ kPa}}{1000 \text{ N/m}^2} \right)$$

$$= 98.5 \text{ kPa}$$

Nota: La densidad cambia con la temperatura y, por tanto, debe considerarse este efecto en los cálculos

2.1 TERMODINÁMICA Y ENERGÍA

La termodinámica se puede definir como la ciencia que estudia la *energía*. Aunque todo el mundo tiene idea de lo que es la energía, es difícil definirla de forma precisa. La energía se puede considerar como la capacidad para causar cambios. El término *termodinámica* proviene de las palabras griegas *therme* (calor) y *dynamis* (fuerza), lo cual corresponde a lo más descriptivo de los primeros esfuerzos por convertir el calor en energía. En la actualidad, el concepto se interpreta de manera amplia para incluir los aspectos de energía y sus transformaciones, incluida la generación de potencia, la refrigeración y las relaciones entre las propiedades de la materia.

2.1.1 PRINCIPIO DE CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA

La palabra energía proviene del latín, que a su vez se deriva del griego (enérgeia). Esta palabra griega significa "acción" o "trabajo" y está compuesta por (en-), que indica "en" o "dentro", y (érgon), que significa "trabajo" o "acción". El sufijo griego (-ía) indica cualidad, por lo que energía se refiere a la capacidad o cualidad de realizar un trabajo o acción. Éste expresa que la energía puede cambiar de una forma a otra, pero su cantidad total permanece constante. Es decir, la energía no se crea ni se destruye. El principio de conservación de la energía también conocida como la primera ley de la termodinámica.

James Prescott Joule (1818-1889) demostró que el calor es una forma de energía y estableció su relación con el trabajo mecánico. Esto llevó al desarrollo de la primera ley de la termodinámica, también conocida como la ley de conservación de la energía. La unidad internacional de energía, el joule (J), fue nombrada en su honor. James Joule es considerado la persona que ha realizado una de las grandes contribuciones significativas al progreso de la ciencia y su trabajo sentó las bases para importantes avances en termodinámica, refrigeración y otros campos industriales.

2.1.2 LEYES DE LA TERMODINÁMICA

Las leyes de la termodinámica son principios fundamentales de la física que describen el comportamiento de la energía, la temperatura y la entropía en los sistemas físicos. Estas leyes explican cómo se transfiere y transforma la energía y establecen límites a los procesos físicos, como la imposibilidad del movimiento perpetuo. Figura 2.1.1 línea del tiempo de las leyes de la termodinámica)

- Ley cero de la Termodinámica establece que, si dos cuerpos se encuentran en equilibrio térmico con un tercero, están en equilibrio térmico entre sí. R. H. Fowler fue el primero que formuló y nombró la ley cero en 1931. Como indica el nombre, su valor como principio físico

fundamental se reconoció más de medio siglo después de la formulación de la primera y segunda leyes de la termodinámica y se llamó ley cero puesto que debía preceder a éstas.

- La primera ley de la termodinámica es simplemente una expresión del principio de conservación de la energía, y sostiene que la energía es una propiedad termodinámica. La primera ley de la termodinámica fue inicialmente propuesta por Nicolas Léonard Sadi Carnot en 1824.
- La segunda ley de la termodinámica afirma que la energía tiene calidad, así como cantidad, y los procesos reales ocurren hacia donde disminuye la calidad de la energía. La primera y la segunda leyes de la termodinámica surgieron de los trabajos de William Rankine, Rudolph Clausius y Lord Kelvin.
- La tercera ley de la Termodinámica afirma que, la entropía de una sustancia pura cristalina con una temperatura absoluta de cero es cero a partir de que no hay incertidumbre sobre el estado de las moléculas en ese momento. Fue enunciada por el químico alemán Walther Nernst en 1906. Más adelante, el físico alemán Max Planck formuló una versión más general de la ley en términos de la entropía y el cero absoluto, pero el mérito del enunciado original corresponde a Nernst.

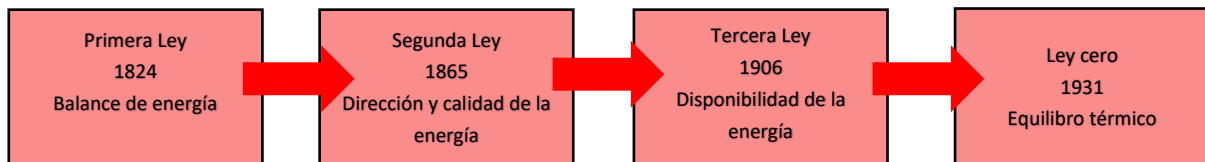


Figura 2.1.1
Línea del tiempo de las leyes de la termodinámica

2.1.3 ENERGÍA

La energía es parte importante en la mayoría de los aspectos cotidianos; por ejemplo, la calidad de vida y su sostenimiento dependen de su disponibilidad. De ahí que sea importante tener una buena comprensión de las fuentes energéticas, la conversión de la energía de una forma a otra y las ramificaciones de estas conversiones. Algunas de las numerosas formas de la energía son: térmica, mecánica, eléctrica, química y nuclear, incluso la masa puede ser considerada una forma de energía. Ésta se puede transferir hacia o desde un sistema cerrado (una masa fija) en dos formas distintas: calor y trabajo. Para volúmenes de control, la energía se puede transferir por flujo de masa. Una transferencia de energía hacia o desde un sistema cerrado es calor si la provoca una diferencia de

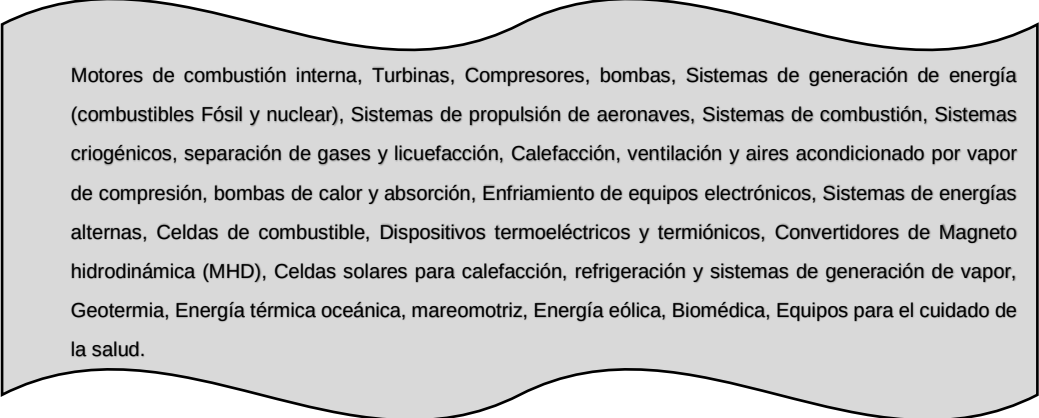
temperatura. De lo contrario es trabajo, y lo origina una fuerza que actúa a través de una distancia.

2.1.4 TIPOS DE ENERGÍA

Energía Cinética, Energía Potencial, Energía Química, Energía Tensión superficial, Energía Interna, Entalpía, Entropía, Energía de flujo, Energía Radiante, Trabajo Mecánico, Trabajo Eléctrico, Calor, Energía Solar Térmica, Energía Fotovoltaica, Energía Geotérmica, Energía Eólica, Energía Hidroeléctrica, Energía Mareomotriz, Biomasa y Biocarburantes.

2.1.5 ÁREAS DE LA MECANICA DE FLUIDOS Y TERMODINÁMICA

Los ingenieros utilizan principios de la termodinámica y otras ciencias de la ingeniería, como la mecánica de fluidos y la transferencia de calor y masa, para analizar y diseñar objetos destinados a satisfacer las necesidades humanas. El amplio campo de aplicación de estos principios se sugiere en la figura 2.1.2 que enumera algunas de las áreas donde la termodinámica en ingeniería es importante. Los ingenieros buscan lograr mejores diseños y un mejor rendimiento, medido por factores como un aumento en la producción de un producto deseado, una reducción en la inversión de un recurso escaso, una reducción en los costos totales o un menor impacto ambiental. Los principios de la termodinámica en ingeniería desempeñan un papel importante en el logro de estos objetivos.



Motores de combustión interna, Turbinas, Compresores, bombas, Sistemas de generación de energía (combustibles Fósil y nuclear), Sistemas de propulsión de aeronaves, Sistemas de combustión, Sistemas criogénicos, separación de gases y licuefacción, Calefacción, ventilación y aires acondicionado por vapor de compresión, bombas de calor y absorción, Enfriamiento de equipos electrónicos, Sistemas de energías alternas, Celdas de combustible, Dispositivos termoelectrónicos y termiónicos, Convertidores de Magneto hidrodinámica (MHD), Celdas solares para calefacción, refrigeración y sistemas de generación de vapor, Geotermia, Energía térmica oceánica, mareomotriz, Energía eólica, Biomédica, Equipos para el cuidado de la salud.

Figura 2.1.2
Campos de aplicación de la termodinámica

2.1.6 CONCEPTO DE BALANCE Y CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA Y MASA

El principio de conservación de energía expresado por la primera ley de la termodinámica es un concepto con el que se está familiarizado desde que se cursa la secundaria, y siempre se hace hincapié en que, durante un proceso, la energía no se crea ni se destruye, sólo cambia de una forma a otra. Esto parece bastante simple, pero sería necesario verificar qué tanto se comprende en realidad este principio.

2.1.7 FORMAS DE ENERGÍA

La energía puede existir en varias formas: térmica, mecánica, cinética, potencial, eléctrica, magnética, química y nuclear, cuya suma conforma la energía total E de un sistema, la cual se denota por unidad de masa mediante e y se expresa como:

$$e = \frac{E}{m} \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 2.1$$

La termodinámica no proporciona información acerca del valor absoluto de la energía total, sólo trata con el cambio de ésta, que es lo importante en los problemas de ingeniería. Así, a la energía total de un sistema se le puede asignar un valor de cero $E = 0$ en algún punto de referencia conveniente. El cambio de energía total de un sistema es independiente del punto de referencia seleccionado. La disminución en la energía potencial de una roca que cae, por ejemplo, depende sólo de la diferencia de elevación y no del nivel de referencia seleccionado.

En el análisis termodinámico, con frecuencia es útil considerar dos grupos para las diversas formas de energía que conforman la energía total de un sistema: macroscópicas y microscópicas. Las formas macroscópicas de energía son las que posee un sistema como un todo en relación con cierto marco de referencia exterior, como las energías cinética y potencial. Las formas microscópicas de energía son las que se relacionan con la estructura molecular de un sistema y el grado de la actividad molecular, y son independientes de los marcos de referencia externos. La suma de todas las formas microscópicas de energía se denomina energía interna de un sistema y se denota mediante U .

Thomas Young acuñó el término energía en 1807 y Lord Kelvin en 1852 propuso su uso en termodinámica. El concepto energía interna y su símbolo U aparecieron por primera vez en los trabajos de Rudolph Clausius y William Rankine, en la segunda mitad del siglo XIX, y

con el tiempo sustituyó a los términos trabajo interior, trabajo interno y energía intrínseca empleados comúnmente en esa época. La energía macroscópica de un sistema se relaciona con el movimiento y la influencia de algunos factores externos como la gravedad, el magnetismo, la electricidad y la tensión superficial.

2.1.8 MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DE ENERGÍA

La energía se puede transferir hacia o desde un sistema en tres formas: calor, trabajo y flujo másico. Las interacciones de energía se reconocen en las fronteras del sistema cuando lo cruzan, y representan la energía que gana o pierde un sistema durante un proceso. Las únicas dos formas de interacción de la energía relacionadas con una masa fija o sistema cerrado son las transferencias de calor y de trabajo.

1. Transferencia de calor, Q La transferencia de calor hacia un sistema (ganancia de calor) incrementa la energía de las moléculas y por lo tanto la del sistema; asimismo, la transferencia de calor desde un sistema (pérdida de calor) la disminuye, ya que la energía transferida como calor viene de la energía de las moléculas del sistema.

2. Transferencia de trabajo, W Una interacción de energía que no es causada por una diferencia de temperatura entre un sistema y sus alrededores es trabajo. Un émbolo ascendente, un eje rotatorio y un alambre eléctrico que cruzan la frontera del sistema se relacionan con interacciones de trabajo. La transferencia de trabajo a un sistema (es decir, el trabajo realizado sobre un sistema) incrementa la energía de éste, mientras que la transferencia de trabajo desde un sistema (es decir, el trabajo realizado por el sistema) la disminuye, puesto que la energía transferida como trabajo viene de la energía contenida en el sistema. Los motores de auto móviles y las turbinas hidráulicas, de vapor o de gas, producen trabajo mientras que los compresores, las bombas y los mezcladores consumen trabajo.

3. Flujo másico, $\dot{m}$ El flujo másico que entra y sale del sistema funciona como un mecanismo adicional de transferencia de energía. Cuando entra masa a un sistema, la energía de éste aumenta debido a que la masa lleva consigo energía (de hecho, la masa es energía). De igual modo, cuando una cantidad de masa sale del sistema, la energía de éste disminuye por que la masa que sale saca algo consigo. Por ejemplo, cuando cierta cantidad de agua caliente sale de un calentador y es reemplazada por agua fría en la misma cantidad, el contenido de energía del tanque de agua caliente (el volumen de control) disminuye como resultado de esta interacción de masa (Figura 2.1.3)

Como la energía puede ser transferida en las formas de calor, trabajo y masa, y su transferencia neta es igual a la diferencia entre las cantidades transferidas hacia dentro y hacia fuera, el balance de energía se expresa de modo más explícito como

$$E_{ent} - E_{sal} = (Q_{ent} - Q_{sal}) + (W_{ent} - W_{sal}) + (E_{masa\ ent} - E_{masa\ sal}) = \Delta E_{sistema} \quad 2.2$$

donde los subíndices “entrada” y “salida” denotan cantidades que entran y salen del sistema, respectivamente. Los seis valores del lado derecho de la ecuación representan “cantidades” y, por lo tanto, son medidas positivas. La dirección de cualquier transferencia de energía se describe por los subíndices “entrada” y “salida”. La transferencia de calor Q es cero para sistemas adiabáticos, la transferencia de trabajo W es cero para sistemas en los que no intervienen interacciones de trabajo, y el transporte de energía con E_{masa} es cero para sistemas sin flujo másico a través de sus límites (es decir, sistemas cerrados).

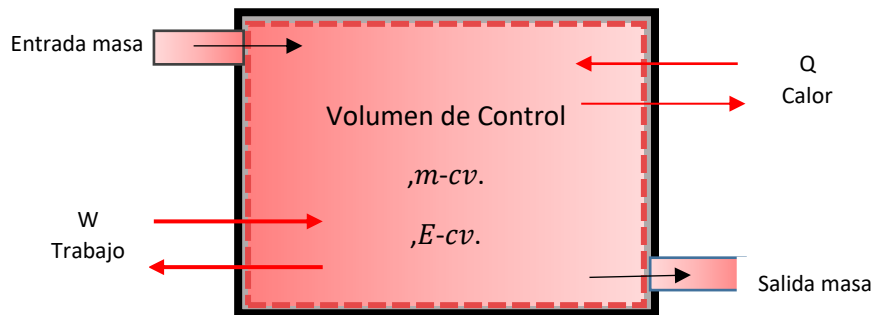


Figura 2.1.3

En condiciones de flujo constante, los contenidos de masa y energía de un volumen de control permanecen constantes

El balance de energía para cualquier sistema que experimenta alguna clase de proceso se expresó como

$$E_{ent} - E_{sal} = \Delta E_{sist} \quad \rightarrow \quad (Kj), (Btu) \quad 2.3$$

Por unidad de tasa

$$\dot{E}_{ent} - \dot{E}_{sal} = \frac{d\dot{E}}{dt} \quad \rightarrow \quad \left(\frac{Kj}{s}\right), \left(\frac{Btu}{s}\right) \rightarrow Kw \quad 2.4$$

Conversión de unidades:

$$1\ Kj = 0.94782\ Btu$$

$$1Kw = 1 \frac{Kj}{s} = 0.94782 \frac{Btu}{s}$$

Para tasas constantes, las cantidades totales durante un intervalo de tiempo Δ_t se relacionan con las cantidades por unidad de tiempo como:

$$Q = \dot{Q}\Delta_t, \quad W = \dot{W}\Delta_t \quad y \quad \Delta E = \left(\frac{dE}{dt}\right)\Delta_t \rightarrow (Kj), (Btu) \quad 2.5$$

El balance de energía se puede expresar por unidad de masa como:

$$e_{ent} - e_{sal} = \Delta e_{sist} \rightarrow \left(\frac{Kj}{Kg}\right), \left(\frac{Btu}{lbm}\right) \quad 2.6$$

El balance de energía se puede expresar también en forma diferencial como:

$$\delta E_{ent} - \delta E_{sal} = dE_{sist} \quad o \quad \delta e_{ent} - \delta e_{sal} = de_{sist} \quad 2.7$$

Para un sistema cerrado que experimenta un ciclo, los estados inicial y final son idénticos, por lo tanto:

$$\Delta E_{sistema} = E_2 - E_1 = 0 \rightarrow E_{entrada} - E_{salida} = 0 \rightarrow E_{entrada} = E_{salida} \quad 2.8$$

Para un sistema cerrado (figura 2.1.4) no tiene que ver con ningún flujo másico que cruce sus fronteras, el balance de energía para un ciclo se puede expresar en términos de interacciones de calor y trabajo como:

$$W_{neto, salida} = Q_{neto, salida} \rightarrow \dot{W}_{neto, salida} = \dot{Q}_{neto, salida} \quad (Para un ciclo) \quad 2.9$$

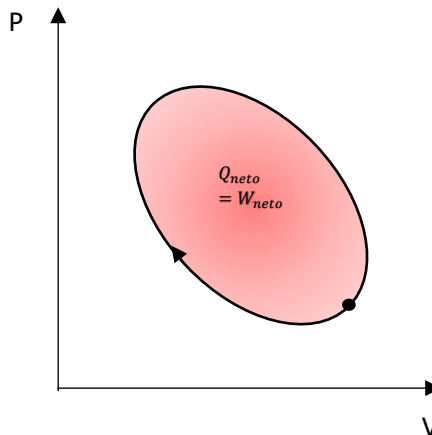


Figura 2.1.4
Trabajo neto de un ciclo

2.2 ENERGIA, ENTROPIA Y EQUILIBRIO

La segunda ley de la termodinámica conduce frecuentemente a expresiones que involucran desigualdades. Por ejemplo, una máquina térmica irreversible (es decir, real), es menos eficaz que otra reversible que opera entre los mismos dos depósitos de energía térmica. Igualmente, un refrigerador irreversible o una bomba de calor tienen un coeficiente de funcionamiento (COP) más que otro reversible que funciona entre los mismos límites de temperatura. Otra desigualdad importante que tiene mayores consecuencias en la termodinámica es la desigualdad de Clausius, establecida por primera vez por el físico alemán R. J. E. Clausius (1822-1888), uno de los fundadores de la termodinámica. Este concepto se expresa como

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad 2.10$$

Es decir, la integral cíclica de $\delta Q/T$ siempre es menor o igual a cero. Esta desigualdad es válida durante todos los ciclos, tanto reversibles como irreversibles. El símbolo (símbolo de integral con un círculo en medio) se usa para indicar que la integración será realizada durante el ciclo entero. Cualquier transferencia de calor hacia o desde un sistema consiste en cantidades diferenciales de transferencia de calor. Entonces la integral cíclica de $\delta Q/T$ puede considerarse como la suma de todas estas cantidades diferenciales de transferencia de calor dividida por la temperatura en la frontera.

Para demostrar la validez de la desigualdad de Clausius, considere un sistema conectado a un depósito de energía térmica con una temperatura termodinámica constante (es decir, absoluta) T_R a través de un dispositivo cíclico reversible (Figura 2.2.1).

El dispositivo cíclico recibe calor δQ_R del depósito y su ministra calor Q_R al sistema cuya temperatura en esa parte de la frontera es T (una variable) mientras produce trabajo δW_{rev} . El sistema produce trabajo δW_{sist} como resultado de esta transferencia de calor. Si se aplica el balance de energía a los sistemas combinados identificados por las líneas del tablero, se obtiene

$$\delta W_C = \delta Q_R - dE_C \quad 2.11$$

donde δW_C es el trabajo total del sistema combinado ($\delta W_{rev} + \delta W_{sist}$) y dE_C es el cambio en la energía total del sistema combinado. Considerando que el dispositivo cíclico es reversible, tenemos

$$\frac{\delta Q_R}{T_R} = \frac{\delta Q}{T} \quad 2.12$$

donde el signo de δQ es determinado respecto al sistema (positivo si es hacia el sistema y negativo si es desde el sistema), y el signo de δQ_R es determinado respecto al dispositivo cíclico reversible. Al eliminar δQ_R de las dos relaciones anteriores se obtiene

$$\delta Q_C = T_R \frac{\delta Q}{T} - dE_C \quad 2.13$$

Ahora, si el sistema experimenta un ciclo mientras el dispositivo cíclico experimenta un número entero de ciclos, entonces la relación precedente se vuelve

$$W_C = T_R \oint \frac{\delta Q}{T} \quad 2.14$$

puesto que la integral cíclica de energía (el cambio neto en la energía el cual es una propiedad durante un ciclo) es cero. Aquí W_C es la integral cíclica de δW_C , y representa el trabajo neto durante el ciclo combinado

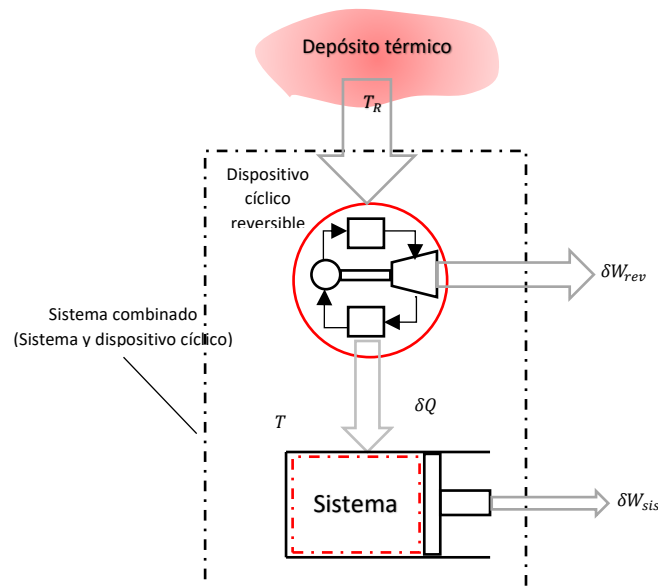


Figura 2.2.1
El sistema considerado en el desarrollo de la desigualdad de Clausius.

Al parecer, el sistema combinado intercambia calor solamente con un depósito de energía térmica mientras involucra (produciendo o consumiendo) trabajo W_C durante un ciclo. Con base en el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley, la cual establece que ningún sistema puede producir una cantidad neta de trabajo mientras opera en un ciclo e

intercambia calor con un solo depósito de energía térmica, se concluye que W_c no puede ser un trabajo de salida y por lo tanto no puede ser una cantidad positiva. Considerando que T_R es la temperatura termodinámica y en consecuencia una cantidad positiva, se tiene

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad 2.15$$

que es la desigualdad de Clausius, la cual es válida para todos los ciclos termodinámicos, reversibles, irreversibles, e incluso los de refrigeración. Si ninguna irreversibilidad ocurre tanto dentro del sistema como en el dispositivo cíclico reversible, entonces el ciclo experimentado por el sistema combinado es internamente reversible y como tal, puede invertirse. Para un ciclo invertido, todas las cantidades tienen la misma magnitud, pero signo opuesto, por consiguiente, en un caso común el trabajo W_c , que podría no ser una cantidad positiva en el caso ordinario, no puede ser una cantidad negativa en el caso inverso. Entonces, $W_{c,int rev} = 0$ puesto que no puede ser una cantidad positiva o negativa, así

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{int rev} = 0 \quad 2.16$$

para ciclos internamente reversibles. De ahí se concluye que la igualdad en la desigualdad de Clausius se cumple para ciclos reversibles total o sólo internamente reversibles, mientras que la desigualdad se mantiene para los irreversibles. Con la finalidad de desarrollar una relación para la definición de entropía, examinemos más profundamente la ecuación 5.6, en la cual se tiene una cantidad cuya integral cíclica es cero. Pensemos por un momento qué tipo de cantidades pueden tener esta característica; se sabe que la integral cíclica de trabajo no es cero. (Es bueno que así sea, ya que, de otro modo, las máquinas térmicas que trabajan en un ciclo, como las centrales generadoras a vapor producirían trabajo neto igual a cero.) Tampoco lo es la integral cíclica de calor. Considere el volumen ocupado por un gas en un dispositivo de cilindro émbolo que experimenta un ciclo, como se muestra en la figura 2.2.2.

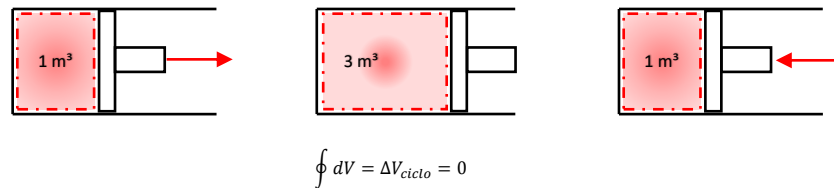


Figura 2.2.2
El cambio neto en el volumen (una propiedad) durante un ciclo siempre es cero

Cuando el émbolo vuelve a su posición inicial al final del ciclo, el volumen del gas también vuelve a su valor inicial, de manera que el cambio neto en el volumen durante un ciclo es cero, lo cual se expresa como

$$\oint dV = 0 \quad 2.17$$

Es decir, la integral cíclica de volumen (o de cualquier otra propiedad) es cero. Asimismo, una cantidad cuya integral cíclica es cero depende sólo del estado y no de la trayectoria del proceso, por lo tanto, es una propiedad. En consecuencia, la cantidad $\left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{int rev}$ debe representar una propiedad en la forma diferencial. Clausius comprendió en 1865 que él había descubierto una nueva propiedad termodinámica y decidió nombrarla entropía, la cual está designada por S y definida como

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{int rev} \quad (kJ/K) \quad 2.18$$

La entropía es una propiedad extensiva de un sistema y a veces es llamada entropía total, mientras que la entropía por unidad de masas es una propiedad intensiva y tiene la unidad $kJ/kg \cdot K$. Generalmente, el término entropía es usado para referirse a ambas: a la total y a la de por unidad de masa, ya que el contexto normalmente esclarece de cuál se trata. El cambio de entropía de un sistema durante un proceso puede determinarse integrando la ecuación 2.18 entre los estados inicial y final:

$$\Delta S = S_1 - S_2 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{int rev} \quad (kJ/K) \quad 2.19$$

Se ha definido que cambio en la entropía en lugar de la entropía misma, así como se ha definido el cambio en la energía en lugar de la propia energía cuando se analizó la relación de la primera ley. Los valores absolutos de entropía son determinados con base en la tercera ley de la termodinámica expuesta posteriormente en este capítulo. Los ingenieros están normalmente interesados en los cambios en la entropía, por consiguiente, a la entropía de una sustancia se le puede asignar un valor cero en algunos estados de referencia arbitrariamente seleccionados, mientras que el valor de entropía para otros estados puede determinarse de la ecuación 2.19. Si se elige el estado 1 como el de referencia ($S = 0$) y el 2 como el que la entropía será determinada.

Para realizar la integración en la ecuación 2.19, es necesario conocer la relación entre Q y T durante un proceso; relación que a menudo no está disponible, además de que la integral en la ecuación 5.9 sólo puede aplicarse para algunos casos. La mayoría de las ocasiones debemos confiar en los datos tabulados para la entropía.

Observe que la entropía es una propiedad y, al igual que las otras propiedades, tiene valores fijos en estados fijos. Por consiguiente, el cambio de entropía ΔS entre dos estados especificados es el mismo sin importar qué trayectoria, reversible o irreversible, se sigue durante un proceso (Figura 2.2.3).

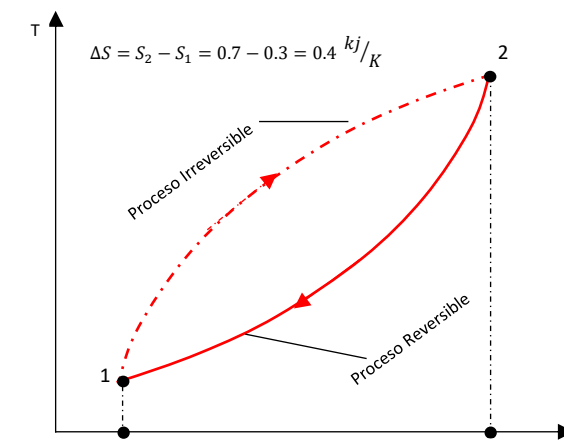


Figura 2.2.3
El cambio de entropía entre dos estados específicos es el mismo si el proceso es reversible o irreversible.

También es importante observar que la integral $\int \delta Q/T$ da el valor de cambio de entropía sólo si la integración se efectúa a lo largo de una trayectoria internamente reversible entre los dos estados. La integral de $\delta Q/T$ a lo largo de una trayectoria irreversible no es una propiedad y, generalmente, se obtendrán valores diferentes cuando la integración se cumple a lo largo de diferentes trayectorias irreversibles. Por lo tanto, incluso para los procesos irreversibles, el cambio de entropía debe determinarse cumpliendo esta integración a lo largo de alguna trayectoria internamente reversible convencional e imaginaria entre los estados especificados.

2.2.1 PROCESOS ISOTÉRMICOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR INTERNAMENTE REVERSIBLES

Recuerde que los procesos isotérmicos de transferencia de calor son internamente reversibles, por lo tanto, el cambio de entropía de un sistema durante uno de estos procesos puede determinarse al resolver la integral de la ecuación 2.19:

$$\Delta S = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{int rev} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T_0} \right)_{int rev} = \frac{1}{T_0} \int_1^2 (\delta Q)_{int rev} \quad 2.21$$

la cual se reduce a

$$\Delta S = \frac{Q}{T_0} \quad 2.22$$

donde T_0 es la temperatura constante del sistema y Q es la transferencia de calor para el proceso internamente reversible. La ecuación 2.22 es particularmente útil para determinar los cambios de entropía de depósitos de energía térmica que pueden absorber o proporcionar calor indefinidamente a una temperatura constante. Observe que el cambio de entropía de un sistema durante un proceso isotérmico internamente reversible puede ser positivo o negativo, dependiendo de la dirección de la transferencia de calor. La transferencia de calor hacia un sistema aumenta la entropía de éste, mientras que la transferencia de calor desde un sistema la disminuye. De hecho, la pérdida de calor es la única manera en que es posible disminuir la entropía de un sistema.

2.2.2 EL PRINCIPIO DEL INCREMENTO DE ENTROPÍA

Considere un ciclo conformado por dos procesos: el proceso 1-2 que es arbitrario (reversible o irreversible), y el 2-1, el cual es internamente reversible, como se muestra en la figura 2.2.4. De la desigualdad de Clausius,

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad 2.23$$

O

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{int rev} \leq 0 \quad 2.24$$

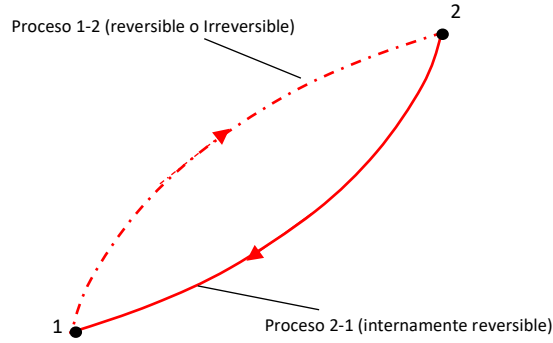


Figura 2.2.4
Un Ciclo compuesto por un proceso reversible y otro irreversible.

La segunda integral en la relación anterior es reconocida como el cambio de entropía $S_1 - S_2$. Por consiguiente,

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + S_1 - S_2 \leq 0 \quad 2.25$$

la cual puede reordenarse como

$$S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad 2.26$$

También puede expresarse en forma diferencial como

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad 2.27$$

donde la igualdad se cumple para un proceso internamente reversible y la de desigualdad para uno irreversible. De estas ecuaciones se puede concluir que el cambio de entropía de un sistema cerrado durante un proceso irreversible es mayor que la integral de $\delta Q/T$ evaluada para ese proceso. En el restrictivo caso de un proceso reversible, estas dos cantidades se vuelven iguales. Es necesario enfatizar que en estas relaciones T es la temperatura termodinámica en la frontera donde el calor diferencial que δQ se transfiere entre el sistema y los alrededores.

La cantidad $\Delta S = S_2 - S_1$ representa el cambio de entropía del sistema. Para un proceso reversible, se vuelve igual a $\int_1^2 \delta Q/T$, que representa la transferencia de entropía con calor. El signo de la desigualdad en las relaciones precedentes es un constante recordatorio de

que el cambio de entropía de un sistema cerrado durante un proceso irreversible siempre es mayor que la transferencia de entropía. Es decir, alguna entropía es generada o creada durante un proceso irreversible, y esta generación se debe completamente a la presencia de irreversibilidades. La entropía generada durante un proceso se llama generación de entropía y se denota por S_{gen} . Como la diferencia entre el cambio de entropía de un sistema cerrado y la transferencia de entropía es igual a la generación de entropía, la ecuación 2.27 puede volverse a escribir como una igualdad

$$\Delta S_{sis} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{Q}{T} + S_{gen} \quad 2.28$$

Observe que la generación de entropía S_{gen} siempre es una cantidad positiva o cero. Su valor depende del proceso, así que no es una propiedad del sistema. También, en la ausencia de cualquier transferencia de entropía, el cambio de entropía de un sistema es igual a la generación de entropía. La ecuación 2.28 tiene implicaciones de largo alcance en termodinámica. Para un sistema aislado (o simplemente un sistema cerrado adiabático), la transferencia de calor es cero y la ecuación 2.28 se reduce a

$$\Delta S_{aislado} \geq 0 \quad 2.29$$

Esta ecuación expresa que la entropía de un sistema aislado durante un proceso siempre se incrementa o, en el restrictivo caso de un proceso reversible, permanece constante. En otros términos, nunca disminuye. Esto es conocido como el principio de incremento de entropía. Note que, en la ausencia de cualquier transferencia de calor, el cambio de entropía solamente se debe a la irreversibilidad y su efecto es siempre incrementar la entropía.

La entropía es una propiedad extensiva, por lo tanto, la entropía total de un sistema es igual a la suma de las entropías de las partes del sistema. Un sistema aislado puede estar compuesto de cualquier número de subsistemas (Figura 2.2.5).

Por ejemplo, para un sistema y sus alrededores constituyen un sistema aislado porque los dos pueden hallarse encerrados por un límite arbitrario suficientemente grande en el cual no hay calor, trabajo, o transferencia de masa (Figura 2.2.6).

Por consiguiente, es posible considerar a un sistema y sus alrededores como dos subsistemas de un sistema aislado, y el cambio de entropía de éste durante un proceso resulta de la suma de los cambios de entropía del sistema y sus alrededores, la cual es

igual a la generación de entropía porque un sistema aislado no involucra transferencia de entropía. Es decir,

$$S_{gen} = \Delta S_{total} = \Delta S_{sistema} + \Delta S_{alrededores} \geq 0 \quad 2.30$$

donde la igualdad se cumple para los procesos reversibles y la desigualdad para los irreversibles. Observe que ΔS_{alr} designa el cambio en entropía de los alrededores como resultado de la ocurrencia del proceso bajo consideración.

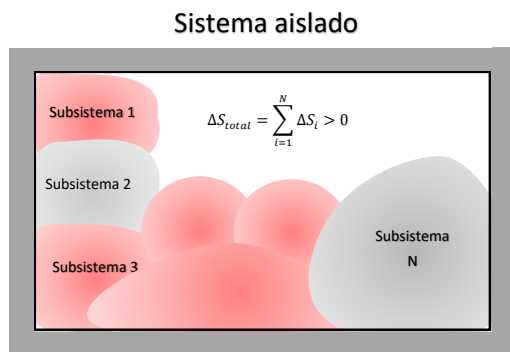


Figura 2.2.5

El cambio de entropía de un sistema aislado es la suma de los cambios de entropía de sus componentes, y nunca es menor que cero.

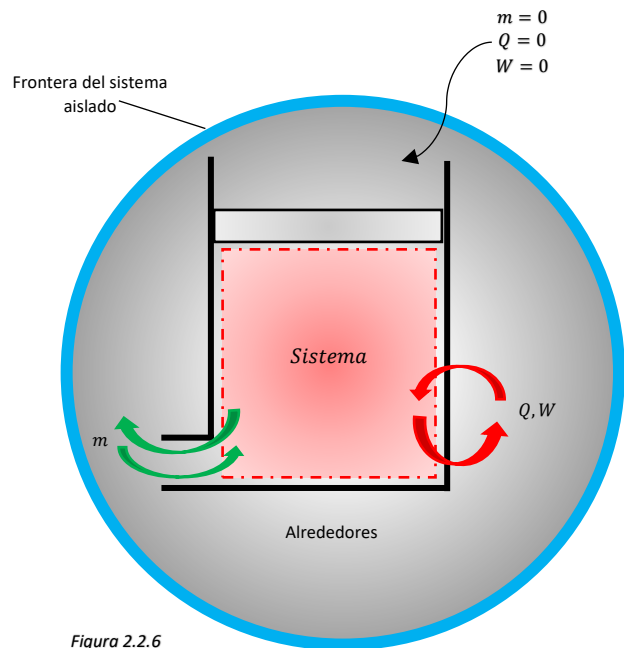


Figura 2.2.6

Un sistema y sus alrededores forman un sistema aislado.

Como ningún proceso real es verdaderamente reversible, es posible concluir que alguna entropía se genera durante un proceso y por consiguiente la entropía del universo, la cual puede considerarse como un sistema aislado, está incrementándose continuamente. El proceso es más irreversible entre más grande sea la entropía generada durante dicho proceso. Ninguna entropía ($S_{gen} = 0$).

El incremento de entropía del universo no sólo es de importante interés para los ingenieros, también lo es para filósofos, teólogos, economistas y activistas ecológicos puesto que la entropía es visualizada como una medida de desorden (o "confusión") en el universo.

El principio de incremento de entropía no implica que la de un sistema no pueda disminuir. El cambio de entropía de un sistema puede ser negativo durante un proceso (Figura 2.2.7), pero la generación de entropía no. El principio de incremento de entropía puede resumirse como sigue:

$$S_{gen} \left\{ \begin{array}{l} > 0 \text{ proceso irreversible} \\ = 0 \text{ proceso reversible} \\ < 0 \text{ proceso imposible} \end{array} \right.$$

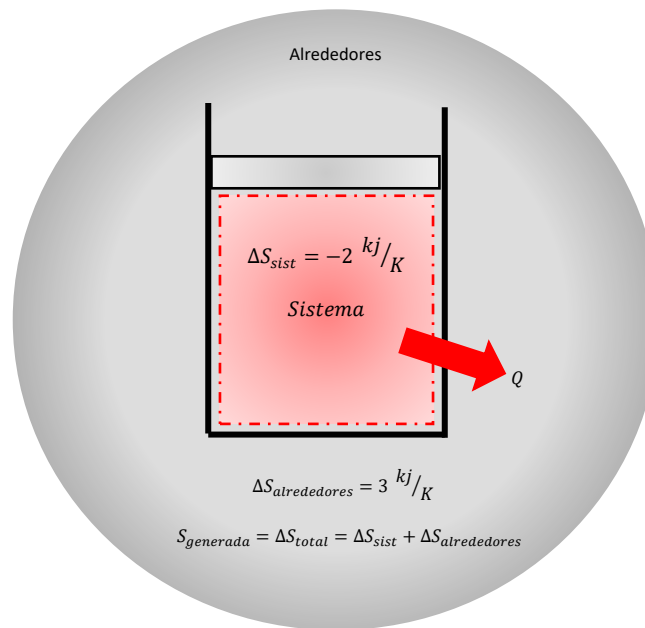


Figura 2.2.7
El cambio de entropía de un sistema puede ser negativo, pero la generación de entropía no.

Esta relación sirve como un criterio decisivo si un proceso es reversible, irreversible o imposible. Las cosas en la naturaleza tienden a cambiar hasta que logran un estado de equilibrio. El principio de incremento de entropía dicta que la entropía de un sistema aislado aumenta hasta que su entropía alcanza un valor máximo. Se dice que el sistema ha alcanzado un estado de equilibrio porque el principio de incremento de entropía en ese punto prohíbe al sistema sufrir cualquier cambio de estado que produzca una disminución en la entropía.

2.3 SISTEMA TERMODINAMICO ABIERTO, CERRADO Y AISLADO.

Un paso importante en cualquier análisis de ingeniería termodinámica, el término "**sistema**" se utiliza para identificar el objeto de análisis. Una vez definido el sistema e identificadas las interacciones relevantes con otros sistemas, se aplican una o más leyes o relaciones físicas.

El sistema es cualquier cosa que deseamos estudiar. Puede ser tan simple como un cuerpo libre complejo como una central de eléctrica completa. Podemos estudiar una cantidad de materia contenida dentro de un tanque cerrado, o considerar algo como una tubería por la que fluye gas. La composición de la materia dentro del sistema puede ser fija o estar cambiando. La forma o el volumen del sistema que se analiza no es necesariamente constante, como un gas en un cilindro es comprimido mediante un pistón o también puede expandirse.

Todo lo externo al sistema se considera parte de sus alrededores. El sistema se distingue de su alrededor por un límite específico, que puede estar en reposo o en movimiento. Las interacciones entre un sistema y su alrededor, que ocurren a través de su frontera, por desempeñan un papel importante en un análisis termodinámico. Es esencial delinear cuidadosamente la frontera antes de proceder con cualquier análisis.

Un sistema se define como una cantidad de materia o una región en el espacio elegido para análisis. La masa o región fuera del sistema se conoce como alrededores. La superficie real o imaginaria que separa al sistema de sus alrededores se llama frontera. Figura 2.3.1.

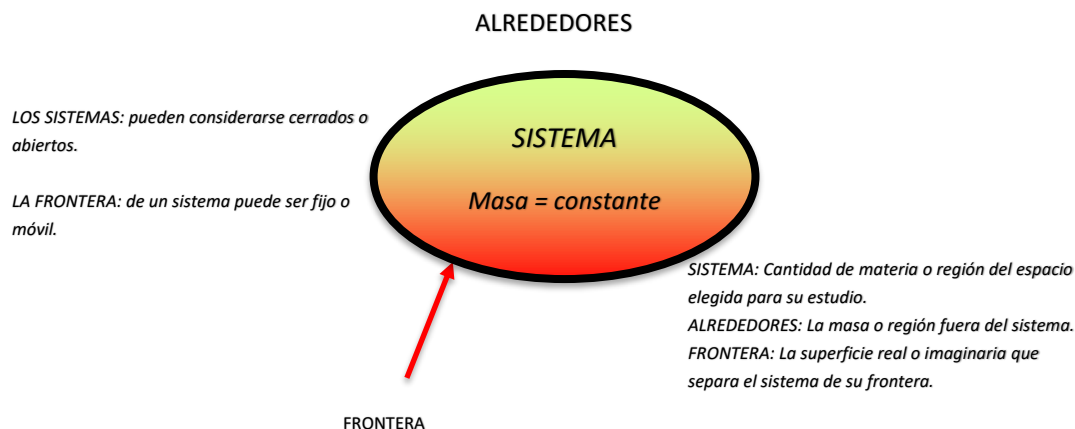


Figura 2.3.1
Definición de un sistema y sus alrededores

2.3.1 TIPOS DE SISTEMAS

Se identifican tres tipos básicos de sistemas: 1) sistemas cerrados, 2) abiertos (volúmenes de control) y 3) sistemas aislados. Un sistema cerrado se refiere a una cantidad fija de materia, mientras que un volumen de control es una región del espacio a través de la cual puede fluir la masa. Figura 2.31 y 2.3.2

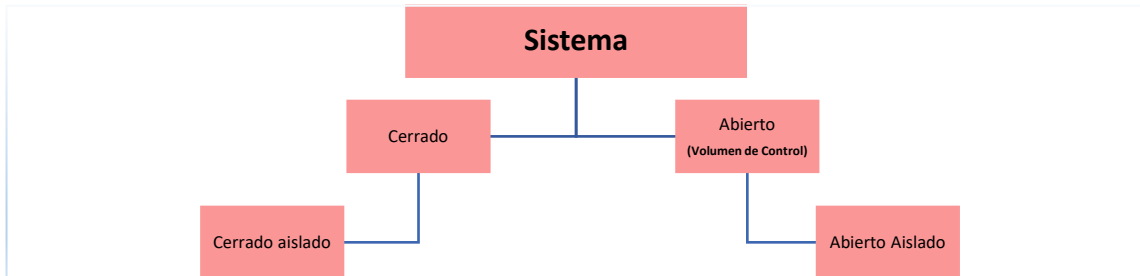


Figura 2.3.1
Tipos de sistemas termodinámicos

2.3.2 SISTEMA CERRADO

Un *sistema cerrado* se define cuando se estudia una cantidad específica de materia. Un sistema cerrado siempre contiene la misma materia. No puede haber transferencia de masa a través de su frontera. Solo es posible cruzar la frontera el calor y el Trabajo. Figura 2.3.3 y 2.3.4

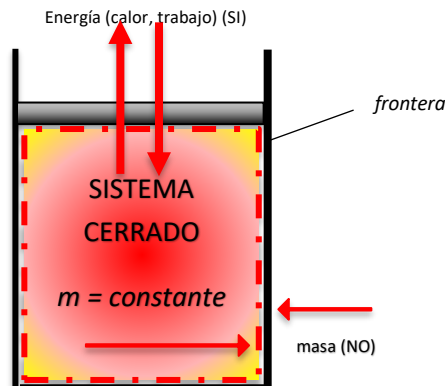


Figura 2.3.2
Sistema Cerrado

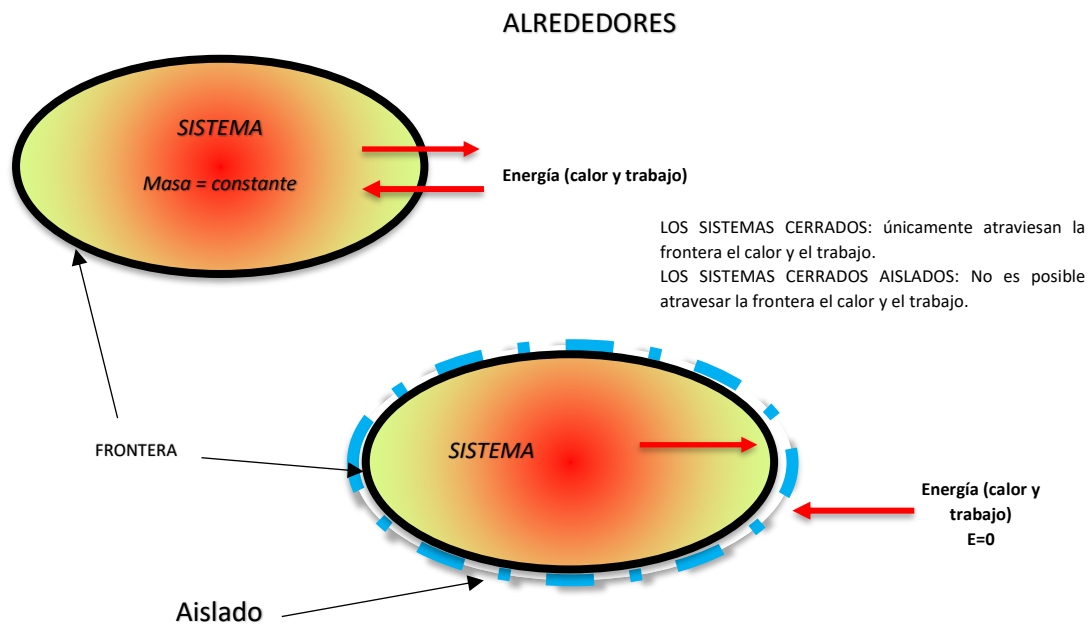


Figura 2.3.3
Tipos de sistemas termodinámicos

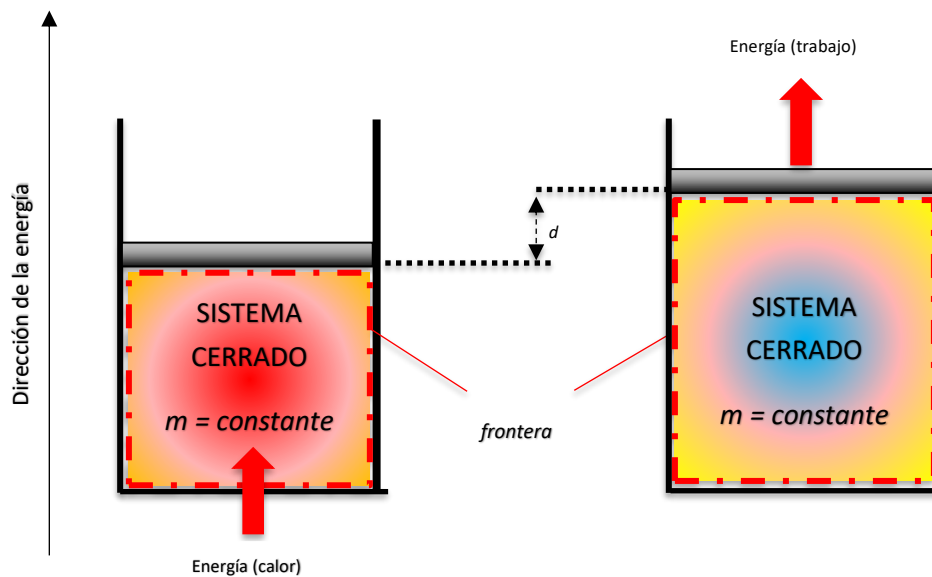


Figura 2.3.4
Un sistema cerrado con una frontera móvil

2.3.3 SISEMA AISLADO

Un tipo especial de sistema cerrado que no interactúa de ninguna manera con su entorno (masa, trabajo y calor) se denomina *sistema aislado*. Figura 2.3.5

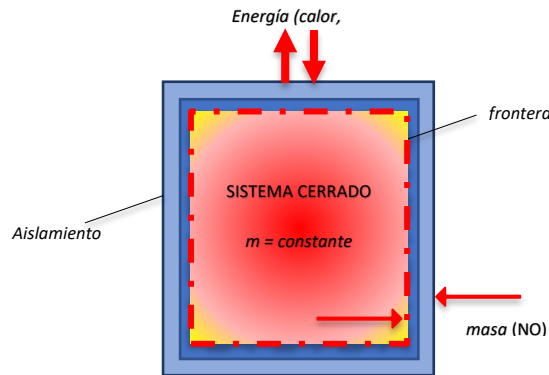


Figura 2.3.5
Sistema Aislado

2.3.4 SISTEMA ABIERTO

Un sistema abierto, o a volumen de control, como suele llamarse, es una región elegida apropiadamente en el espacio. Generalmente encierra un dispositivo que tiene que ver con flujo másico, como puede ser un compresor, turbina o tobera. El flujo por estos dispositivos se estudia mejor si se selecciona la región dentro del dispositivo como el volumen de control, Figura 2.3.6
Las fronteras de un volumen de control se conocen como superficie de control, y pueden ser reales o imaginarias. En el caso de una tobera, la superficie interna de ésta constituye la parte

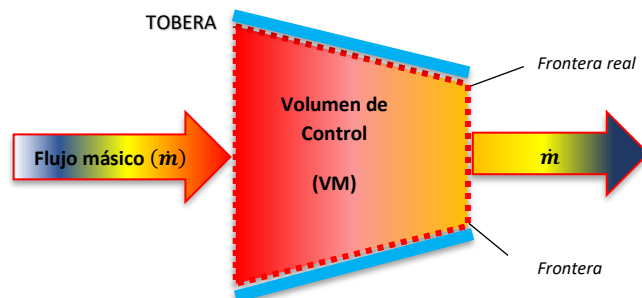


Figura 1.3.6
Volumen de control de una tobera (la masa y la energía pueden cruzar la frontera)

real de la frontera, mientras que las áreas de entrada y salida forman la parte imaginaria, puesto que allí no hay superficies físicas.

Un volumen de control puede ser fijo en tamaño y forma, como en el caso de una tobera, o bien podría implicar una frontera móvil, como se ilustra en la figura 2.3.7 y 2.3.8. Sin embargo, la mayor parte de los volúmenes de control tienen fronteras fijas y, por lo tanto, no requieren fronteras móviles.

Al igual que en un sistema cerrado, en un volumen de control también puede haber interacciones de calor y trabajo, además de interacción de masa.

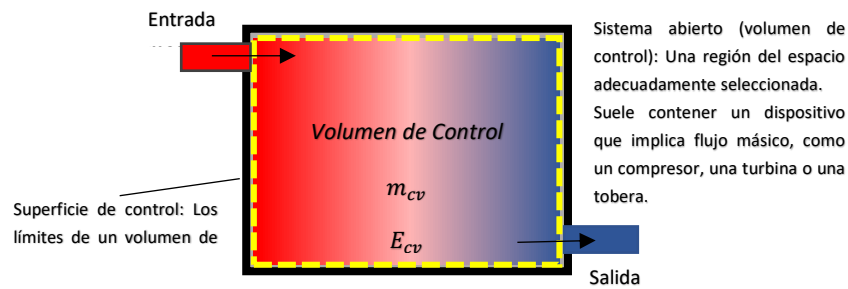


Figura 2.3.7

En condiciones de flujo constante, los contenidos de masa y energía de un volumen de control

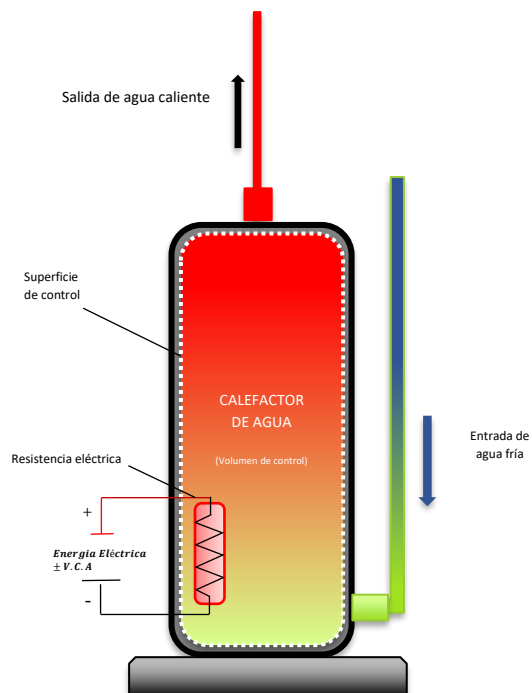


Figura 2.3.8

Un sistema abierto (un volumen de control) con una entrada y una salida.

2.3.5 PROPIEDADES EXTENSIVAS E INTENSIVAS DE UN SISTEMA

Para describir un sistema y conocer su comportamiento se requiere el conocimiento de sus propiedades y su relación con otras propiedades. Se puede definir como una **propiedad** la característica macroscópica de un sistema, como pueden ser la masa, el volumen, la energía, la presión y la temperatura; a estas propiedades se puede asignar un valor numérico. En el estudio de la termodinámica se pueden considerar otras magnitudes que no son propiedades como, los

caudales volumétricos, másicos y las transferencias de energía mediante el trabajo y el calor. Figura 2.3.9

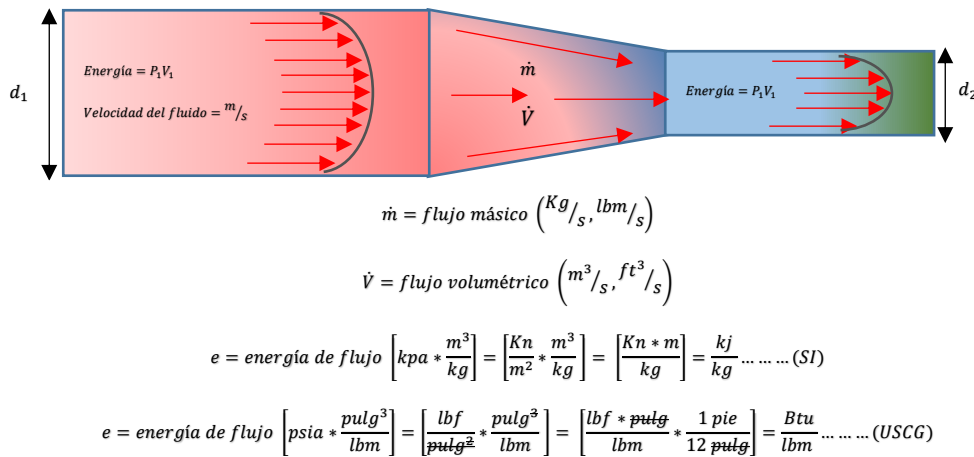


Figura 2.3.9
Algunas magnitudes utilizadas en termodinámica

Cualquier característica de un sistema se llama propiedad. Algunas de las propiedades más empleadas son: *presión P*, *temperatura T*, *volumen V* y *masa m*. Y otras propiedades menos utilizadas son: *viscosidad (μ)*, *conductividad térmica (K_t)*, *módulo de elasticidad (ϵ)*, *coeficiente de expansión térmica (α)*, *resistividad eléctrica (Ω)* e incluso *velocidad (m/s)* y *elevación (m)*.

2.3.6 PROPIEDAD INTENSIVA

Las propiedades intensivas son valores independientes del tamaño o la extensión de un sistema y pueden variar de un lugar a otro dentro del sistema en cualquier momento. Por lo tanto, las propiedades intensivas pueden ser funciones tanto de la posición como del tiempo. El volumen específico, la presión y la temperatura son propiedades intensivas más utilizadas e importantes. Las **propiedades intensivas** son aquellas independientes de la masa de un sistema, como temperatura, presión y densidad. Se emplea letras minúsculas para las intensivas con las excepciones de la presión P y la temperatura T

2.3.7 PROPIEDAD EXTENSIVA

Las **propiedades extensivas** son aquellas cuyos valores dependen del tamaño o extensión del sistema y pueden variar con el tiempo. La masa total, volumen total y cantidad de movimiento total son algunos casos de propiedades extensivas. Comúnmente, las letras mayúsculas se usan para denotar propiedades extensivas con la excepción de la *masa m*). Las propiedades extensivas por unidad de masa se llaman propiedades específicas. Algunos ejemplos de éstas son el volumen

específico ($v = V/m$) y la energía total específica ($e = E/m$). Figura 2.3.10, propiedades intensivas y extensivas.

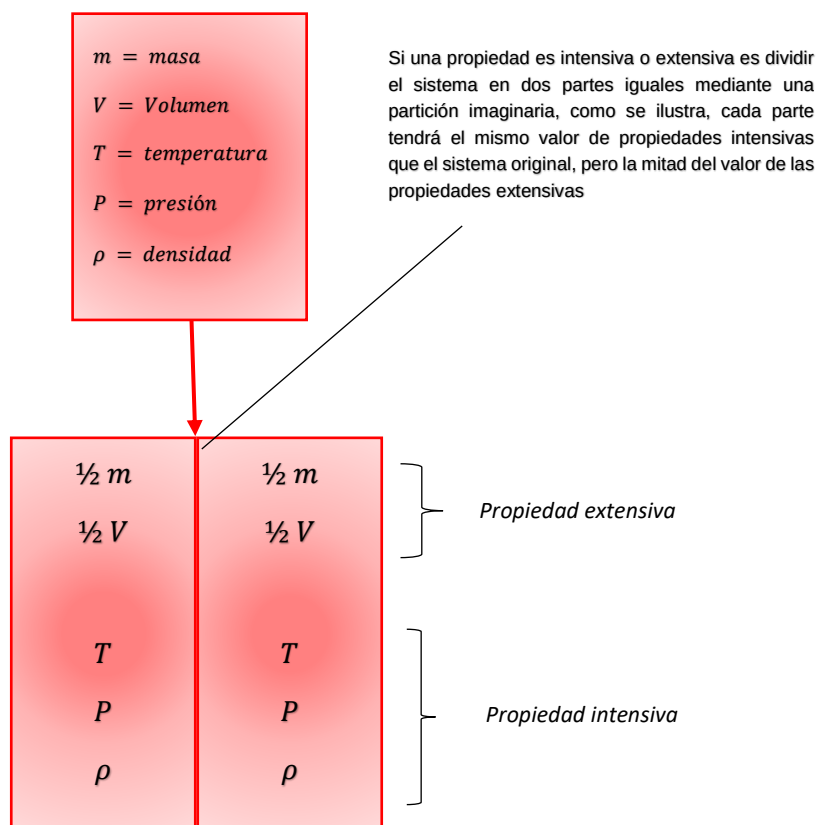


Figura 2.3.10
Criterios para diferenciar propiedades extensivas e intensivas

2.3.8 PROCESOS REVERSIBLES E IRREVERSIBLES

Un proceso reversible se define como un proceso que se puede invertir sin dejar ningún rastro en los alrededores. Es decir, tanto el sistema como los alrededores vuelven a sus estados iniciales una vez finalizado el proceso inverso. Esto es posible sólo si el intercambio de calor y trabajo netos entre el sistema y los alrededores es cero para el proceso combinado (original e inverso).

Los procesos que no son reversibles se denominan procesos irreversibles. Se debe señalar que es posible volver un sistema a su estado original siguiendo un proceso, sin importar si éste es reversible o irreversible. Pero para procesos reversibles, esta restauración se hace sin dejar ningún cambio neto en los alrededores, mientras que para procesos irreversibles los alrededores normalmente hacen algún trabajo sobre el sistema, por lo tanto, no vuelven a su estado original. Los procesos reversibles en realidad no ocurren en la naturaleza, sólo son idealizaciones de procesos reales. Los reversibles se pueden aproximar mediante dispositivos reales, pero nunca se pueden lograr; es decir,

todos los procesos que ocurren en la naturaleza son irreversibles. Los procesos ideales llamados reversibles son fáciles de analizar, puesto que un sistema pasa por una serie de estados de equilibrio durante un proceso reversible; y su ventaja de su estudio es que sirven como modelos con los que es posible compararlos con procesos reales. En los procesos reversibles que producen trabajo, como motores de automóviles y turbinas de gas o vapor, entregan el máximo de trabajo, y los dispositivos que consumen trabajo, como compresores, ventiladores y bombas, consumen el mínimo de trabajo cuando se usan procesos reversibles en lugar de irreversibles (Figura 2.3.11).

Los procesos reversibles pueden ser considerados como límites teóricos para los irreversibles correspondientes. Algunos procesos son más irreversibles que otros. Quizá nunca se tenga un proceso reversible, pero es posible aproximarse.

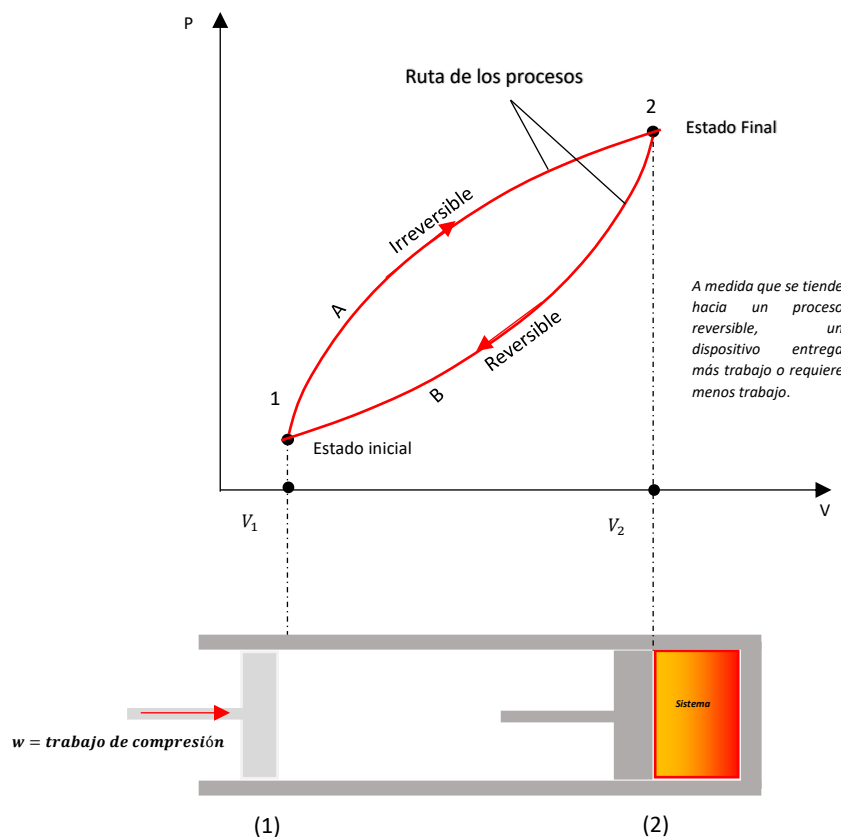


Figure 2.3.11
Los procesos reversibles entregan lo más posible y consumen el menor trabajo

El concepto de proceso reversible también nos conduce a la definición de eficiencia en la conversión de la energía (Segunda ley de la Termodinámica para procesos reales). Esto permite comparar el desempeño de diferentes dispositivos diseñados para realizar un trabajo con base en sus eficiencias. Mientras mejor sea el diseño, menores son las irreversibilidades y mayor es la eficiencia.

2.3.9 IRREVERSIBILIDADES

Los factores que causan que un proceso sea irreversible **se llaman irreversibilidades**, las cuales son la fricción, la expansión libre, el mezclado de dos fluidos, la transferencia de calor a través de una diferencia de temperatura finita, la resistencia eléctrica, la deformación inelástica de sólidos y las reacciones químicas. La presencia de cualquiera de estos efectos hace que un proceso sea irreversible. Un proceso que es reversible no incluye ninguno de ellos.

La fricción es una forma familiar de irreversibilidad relacionada con cuerpos en movimiento. Cuando dos cuerpos en contacto son forzados a moverse uno respecto al otro (un émbolo en un cilindro, por ejemplo, como se ilustra en la figura 2.3.12, en la interfase de ambos se desarrolla una fuerza de fricción que se opone al movimiento, por lo que se requiere algo de trabajo para vencer esta fuerza de fricción.

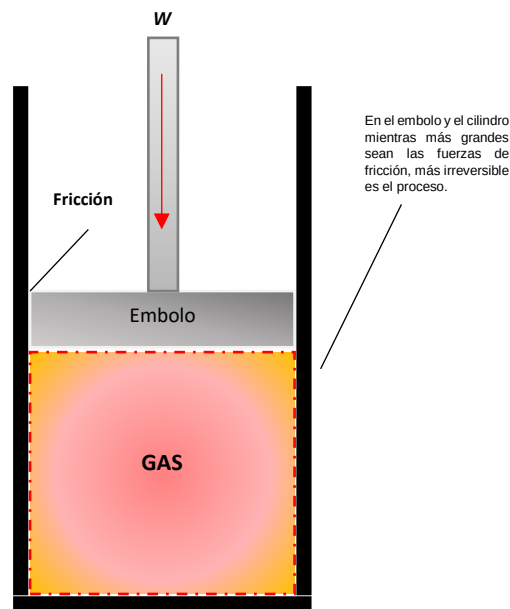


Figure 2.3.12
Fricción hace que un proceso sea irreversible

La energía suministrada como trabajo se convierte finalmente en calor durante el proceso y se transfiere hacia los cuerpos en contacto, como lo evidencia un aumento de temperatura en la interfaz. Cuando se invierte la dirección del movimiento, los cuerpos se restablecen a su posición original, pero la interfaz no se enfría y el calor no se convierte de nuevo en trabajo. En cambio, algo más del trabajo se convierte en calor mientras se vencen las fuerzas de fricción que también se oponen al movimiento inverso. Dado que el sistema (los cuerpos en movimiento) y los alrededores no pueden ser regresados a sus estados originales, este proceso es irreversible.

Otro ejemplo de irreversibilidad es la expansión libre de un gas, el cual se halla separado de un vacío mediante una membrana, como se ilustra en la figura 2.3.13. Cuando se rompe la membrana, el gas

llena todo el recipiente y la única forma de restaurar el sistema a su estado original es comprimirlo a su volumen inicial, mientras se transfiere calor del gas hasta que alcanza su temperatura inicial. De las consideraciones de conservación de la energía, se puede demostrar sin dificultad que la cantidad de calor transferida del gas es igual a la cantidad de trabajo que los alrededores realizan sobre el gas. La restauración de los alrededores requiere convertir por completo este calor en trabajo, lo cual violaría la segunda ley. Por lo tanto, la expansión libre de un gas es un proceso irreversible.

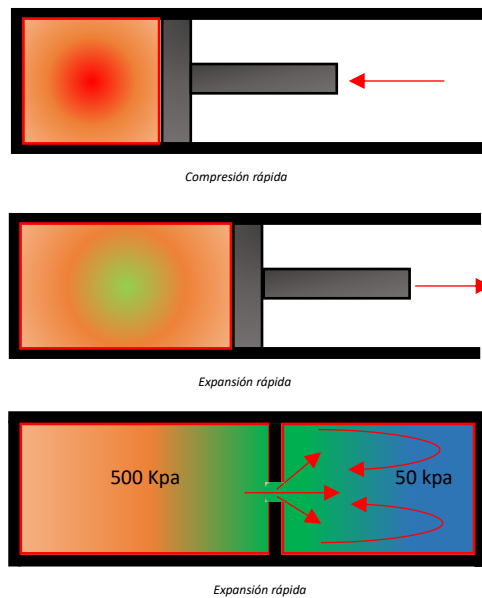


Figure 2.3.13
Procesos de expansión y compresión irreversibles

Una tercera forma de irreversibilidad conocida es la transferencia de calor debida a una diferencia de temperatura finita. Considere una lata de bebida fría a 5°C dejada en un espacio a una temperatura de 20°C (Fig. 2.3.14). Por diferencia de temperaturas el calor se transfiere desde el aire el cual se encuentra a mayor temperatura hacia la lata que está más fría. La única forma de invertir este proceso y restablecer la temperatura original de la lata es proporcionarle enfriamiento por medio de refrigeración, lo cual requiere algo de entrada de trabajo. Al final del proceso inverso, la lata vuelve a su estado original, pero no los alrededores.

La transferencia de calor puede ocurrir sólo cuando hay una diferencia de temperatura entre un sistema y sus alrededores, por lo tanto, es físicamente imposible tener un proceso de transferencia de calor reversible (de una temperatura menor a una mayor). Figura 2.3.15. Dirección del flujo de calor de dos bloques.

Pero un proceso de transferencia de calor se vuelve cada vez menos reversible a medida que la diferencia de temperatura entre los dos cuerpos se aproxima a cero. Entonces, la transferencia de calor por una diferencia de temperatura diferencial dT se puede considerar como reversible. Cuando dT se aproxima a cero, el proceso puede cambiar de dirección (por lo menos en teoría) sin requerir ninguna refrigeración. La transferencia de calor reversible es un proceso conceptual y no es posible

reproducirlo en una realidad. Mientras más pequeña sea la diferencia de temperatura entre dos cuerpos, más pequeña será la tasa de transferencia de calor. Cualquier transferencia de calor importante debida a una diferencia de temperatura pequeña requiere un área superficial muy grande y un tiempo muy largo.

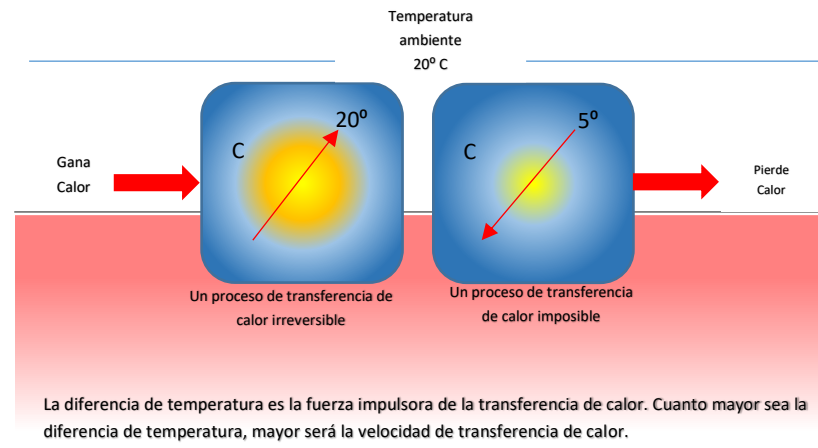


Figure 2.3.14
Transferencia de calor (ganancia, pérdida) en un bloque de metal

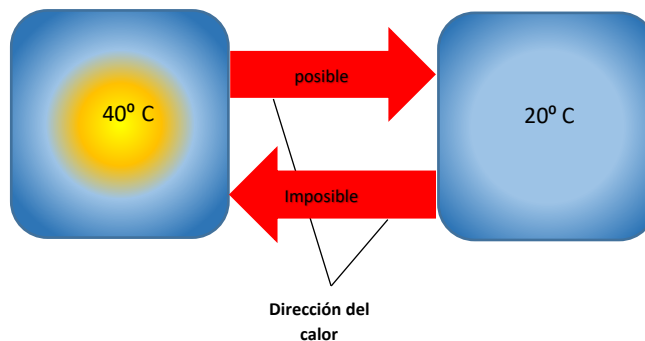


Figura 2.3.15
Dirección el flujo de calor (Posible e Imposible)

Por lo tanto, aunque desde un punto de vista termodinámico es deseable aproximar la transferencia de calor reversible, es impráctico y no factible económicamente. Procesos internamente y externamente reversibles Un proceso representativo tiene que ver con interacciones entre un sistema y sus alrededores, y uno reversible no conlleva irreversibilidades relacionadas con cualquiera de ellos. Un proceso se denomina internamente reversible si no ocurren irreversibilidades dentro de las fronteras del sistema durante el proceso. Durante un proceso internamente reversible, un sistema pasa por una serie de estados de equilibrio, y cuando se invierte el proceso, el sistema pasa por los mismos estados de equilibrio mientras vuelve a su estado inicial. Es decir, las trayectorias de los procesos inverso y directo coinciden para un proceso internamente reversible. El proceso en cuasiequilibrio es un ejemplo de un proceso internamente reversible. Un proceso es

denominado externamente reversible si no ocurren irreversibilidades fuera de las fronteras del sistema durante el proceso. La transferencia de calor entre un depósito y un sistema es un proceso externamente reversible si la superficie exterior del sistema está a la temperatura del depósito. Se le denomina a un proceso totalmente reversible, o nada más reversible, si no tiene que ver con irreversibilidades dentro del sistema o sus alrededores. En un proceso de este tipo no hay transferencia de calor debida a una diferencia de temperatura finita, ni cambios de no cuasiequilibrio y tampoco fricción u otros efectos disipadores. Como ejemplo, considere la transferencia de calor de dos sistemas idénticos que experimentan un proceso de cambio de fase a presión constante (y por ende, a temperatura constante), como se muestra en la figura 2.3.16.

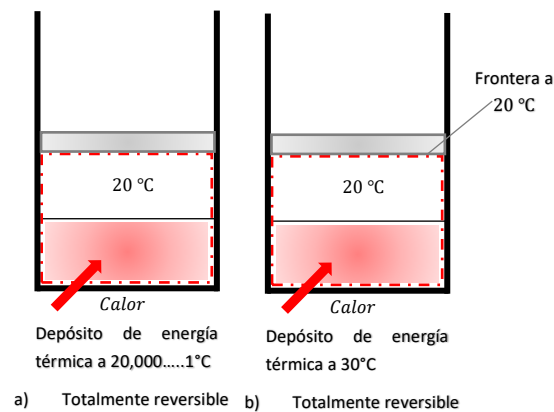


Figura 2.3.16
Procesos de transferencia de calor total e internamente reversibles.

Ambos procesos son internamente reversibles, porque se llevan a cabo de forma isotérmica y ambos pasan por exactamente los mismos estados de equilibrio. El primer proceso mostrado es también externamente reversible, ya que la transferencia de calor para este proceso tiene lugar en una diferencia de temperatura infinitesimal dT . Sin embargo, el segundo proceso es externamente irreversible, ya que hay transferencia de calor ocasionada por una diferencia de temperatura finita T .

2.4 TRABAJO, ENERGÍA CINÉTICA, ENERGÍA POTENCIAL

La ecuación $\frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2) + mg(Z_2 - Z_1) = \int_{Z_1}^{Z_2} R dz$ establece que el trabajo total de todas las fuerzas que actúan sobre el cuerpo desde el entorno, con excepción de la fuerza gravitacional, es igual a la suma de los cambios en las energías cinética y potencial del cuerpo. Cuando la fuerza resultante provoca un aumento de la elevación, la aceleración del cuerpo, o ambas, el trabajo realizado por la fuerza puede considerarse una transferencia de energía al cuerpo, donde se almacena como energía potencial gravitacional y/o energía cinética. La noción de que la energía se conserva subyace a esta interpretación.

La interpretación de la ecuación del principio de conservación de la energía puede reforzarse considerando el caso especial de un cuerpo sobre el cual la única fuerza que actúa es la debida a la gravedad, ya que entonces el lado derecho de la ecuación se anula y la ecuación se reduce a (figura 2.4.1)

$$\frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2) + mg(Z_2 - Z_1) = 0$$

o

$$\frac{1}{2}m(V_2^2) + mg(Z_2) = \frac{1}{2}m(V_1^2) + mg(Z_1)$$

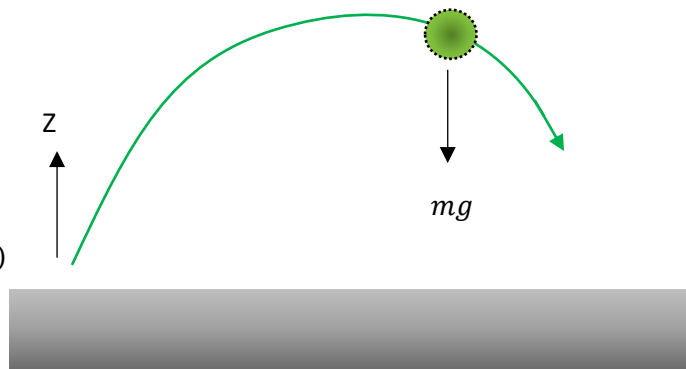


Figura 2.4.1

Ecuación de la conservación de la energía

En estas condiciones, la suma de las energías cinética y potencial gravitacional permanece constante. La ecuación también ilustra que la energía puede transformarse de una forma a otra: para un objeto que cae únicamente bajo la influencia de la gravedad, la energía potencial disminuiría a medida que la energía cinética aumenta en la misma cantidad.

Hasta ahora, la presentación se ha centrado en sistemas en los que las fuerzas aplicadas afectan únicamente su velocidad y posición generales. Sin embargo, los sistemas de interés ingenieril normalmente interactúan con su entorno de maneras más complejas, con cambios también en otras propiedades. Para analizar estos sistemas, los conceptos de energía cinética y potencial por sí solos no son suficientes, ni tampoco el principio rudimentario de conservación de la energía presentado en esta sección. En termodinámica, el concepto de energía se amplía para tener en cuenta otros cambios observados, y el principio de conservación de la energía se extiende para incluir una amplia variedad de formas en que los sistemas interactúan con su entorno. La base de estas generalizaciones es la evidencia experimental.

La energía total de un sistema consta sólo de las energías cinética, potencial e interna, y se expresa como:

$$E = U + EC + EP \rightarrow E = U + m \frac{V^2}{2} + mgz \quad (Kj), (Btu) \quad 2.39$$

O por unidad de masa

$$= u + ec + ep \rightarrow e = u + \frac{V^2}{2} + gz \quad \left(\frac{Kj}{Kg}\right), \left(\frac{Btu}{lbm}\right) \quad 2.40$$

La mayor parte de los sistemas cerrados permanecen estacionarios durante un proceso y, por lo tanto, no experimentan cambios en sus energías cinética y potencial. Los sistemas cerrados cuya velocidad y elevación del centro de gravedad permanecen constantes durante un proceso comúnmente se denominan sistemas estacionarios. El cambio en la energía total E de un sistema fijo es idéntico al cambio en su energía interna U . Se asume que un sistema cerrado será estacionario a menos que se especifique lo contrario.

Los volúmenes de control en general tienen que ver con el flujo de un fluido durante largos periodos, y es conveniente expresar en forma de tasa el flujo de energía en relación con una corriente de fluido. Esto se consigue al incorporar el flujo másico $\dot{m}$, que es la cantidad de masa que fluye por una sección transversal por unidad de tiempo; y se relaciona con el flujo volumétrico $\dot{V}$, definido como el volumen de un fluido que fluye por una sección transversal por unidad de tiempo, mediante

$$\text{Flujo másico} \rightarrow \dot{m} = \rho \dot{V} = \rho A_c V_{prom} \quad \left(\frac{Kg}{s}\right), \left(\frac{lbm}{s}\right) \quad 2.41$$

que es análogo a $m = \rho V$, donde ρ es la densidad del fluido, A_c el área de sección transversal de flujo y $V_{promedio}$ es la velocidad de flujo promedio normal a A_c . El punto sobre el símbolo se usa para indicar tasa de cambio respecto al tiempo. Entonces, el flujo de energía relacionado con un fluido que corre a una tasa de es $\dot{m}$ (Figura 2.4.2)

$$\text{Flujo de energía} \rightarrow \dot{E} = \dot{m}e = \rho A_c V_{prom} \quad \left(\frac{Kj}{s}\right), \left(\frac{Btu}{s}\right) \quad Kw \quad 2.42$$

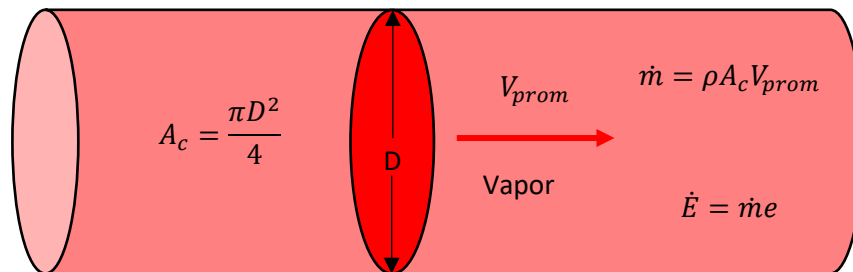


Figura 2.4.2
Tasas de flujo masa y energía

2.4.1 BALANCE DE ENERGÍA MECÁNICA

La energía mecánica se puede definir como la forma de energía que se puede convertir completamente en trabajo mecánico de modo. Las formas más comunes de energía mecánica son las energías cinéticas y la potencial. Sin embargo, la térmica no es energía mecánica puesto que no se puede convertir en trabajo de forma completa y directa (segunda ley de la termodinámica). El trabajo de flujo se expresa en términos de las propiedades del fluido y es conveniente considerarlo como parte de la energía de un fluido en movimiento y llamarlo energía de flujo. Por lo tanto, la energía mecánica de un fluido en movimiento por unidad de masa se puede expresar como:

$$e_{mecánica} = e_{flujo} + e_{cinética} + e_{potencial}$$

$$e_{mecánica} = \frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz \quad 2.43$$

Esta expresión puede ser por unidad de tiempo

$$E_{mecánica} = \dot{m}e_{mecánica} = \dot{m} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz \right) \quad 2.44$$

donde $\dot{m}$ es el flujo másico del fluido. Entonces el cambio de energía mecánica (Δe_{mec}) de un fluido durante flujo compresible ($\rho = \text{constante}$) es

$$\Delta e_{mecánica} = \frac{P_2 - P_1}{\rho} + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(Z_2 - Z_1) \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 2.45$$

$$\Delta e_{mecánica} = \dot{m} \Delta e_{mec} = \dot{m} \left(\frac{P_2 - P_1}{\rho} + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(Z_2 - Z_1) \right) \quad \left(\frac{Kj}{s} \right), \left(\frac{Btu}{s} \right) \rightarrow Kw \quad 2.46$$

Por lo tanto, la energía mecánica de un fluido no cambia durante el flujo si su presión, densidad, velocidad y altura permanecen constantes. En ausencia de pérdidas, el cambio de energía mecánica representa el trabajo mecánico suministrado al fluido (si $\Delta e_{mecánica} > 0$) o extraído del fluido (si $\Delta e_{mecánica} < 0$)

2.4.2 TRABAJO

El trabajo que realiza una fuerza constante F sobre un cuerpo que se desplaza una distancia s en la dirección de la fuerza se expresa como (figura 2.4.3)

$$\delta W = Fds$$

$$\delta W = \int_1^2 Fds$$

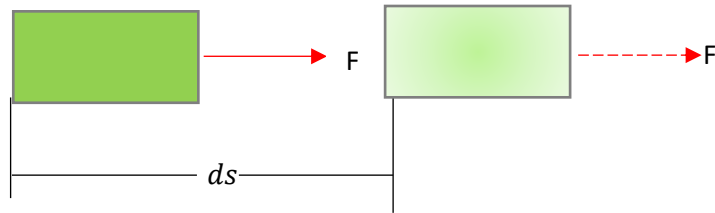
$$W_{1-2} = F(S_2 - S_1) \quad (Kj), (Btu)$$

Trabajo realizado por unidad de masa

$$\frac{W}{m} = F(S_2 - S_1) \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right)$$

Figura 2.4.3

Trabajo es proporcional a la fuerza por la distancia



Al trabajo realizado por unidad de tiempo se le denomina potencia

$$\dot{W} = \frac{\delta W}{dt} \quad 2.47$$

La termodinámica en ingeniería se ocupa frecuentemente de dispositivos como motores de combustión interna y turbinas, cuyo propósito es realizar trabajo. Por lo tanto, a diferencia del enfoque generalmente adoptado en mecánica, suele ser conveniente considerar dicho trabajo como positivo. Es decir,

$$\begin{aligned} W > 0, & \quad \text{trabajo realizado por el sistema} \\ W < 0, & \quad \text{trabajo que recibe el sistema} \end{aligned}$$



2.4.3 TRABAJO POR EXPANSIÓN O COMPRESIÓN DE UN GAS O UN LÍQUIDO

El trabajo realizado por el sistema cerrado mostrado en la figura 2.4.4, que consiste en un gas (o líquido) contenido en un conjunto de pistón-cilindro a medida que el gas se expande. Durante el proceso, la presión del gas ejerce una fuerza normal sobre el pistón. Sea p la presión que actúa en la interfaz entre el gas y el pistón. La fuerza ejercida por el gas sobre el pistón es simplemente el producto pA , donde A es el área de la cara del pistón. El trabajo realizado por el sistema cuando el pistón se desplaza una distancia dx es

$$\delta w = pA dx \quad 2.48$$

El producto de dx por el Área = dv , entonces la expresión puede escribirse

$$\delta w = p dV \quad 2.49$$

Si el volumen incrementa dV , entonces existe una expansión en el cilindro-émbolo y el trabajo es positivo por la expansión del gas. Para una compresión, dV , es negativo, al igual que el trabajo obtenido a partir de la ecuación 2.48. Estos signos concuerdan con la convención de signos para el trabajo establecida previamente. Para un cambio de volumen de V_1 a V_2 , el trabajo se obtiene integrando la ecuación 2.48.

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad 2.50$$

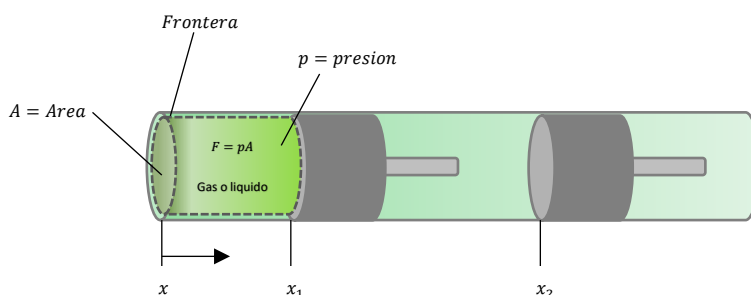


Figura 2.4.4
Expansión o compresión de un líquido o gas

La ecuación 2.50 puede aplicarse para evaluar el trabajo en procesos de expansión o compresión de cuasiequilibrio. Para estos procesos idealizados, la presión p en la ecuación es la presión de toda la cantidad de gas (o líquido) que participa en el proceso, y no solo la presión en el límite móvil. La relación entre la presión y el volumen puede ser gráfica o analítica. Una relación gráfica se muestra en el diagrama de presión-volumen (diagrama p-V) de la figura 2.4.5. Inicialmente, la cara del pistón está en la posición x_1 y la presión del gas es p_1 ; al concluir un proceso de expansión de cuasiequilibrio, la cara del pistón está en la posición x_2 y la presión se reduce a p_2 .

En cada posición intermedia del pistón, la presión uniforme en todo el gas se muestra como un punto en el diagrama. La curva, o trayectoria, que conecta los estados 1 y 2 en el diagrama representa los estados de equilibrio por los que ha pasado el sistema durante el proceso. El trabajo realizado por el gas sobre el pistón durante la expansión está dado por $W = \int_{V_1}^{V_2} p dV$, que puede interpretarse como el área bajo la curva de presión versus volumen. Por lo tanto, el área sombreada de la figura 2.4.5 es igual al trabajo del proceso. Si el gas se hubiera comprimido de 2 a 1 a lo largo de la misma trayectoria en el diagrama

$p - V$, la magnitud del trabajo sería lo mismo, pero el signo sería negativo, indicando que para la compresión la transferencia de energía fue del pistón al gas.

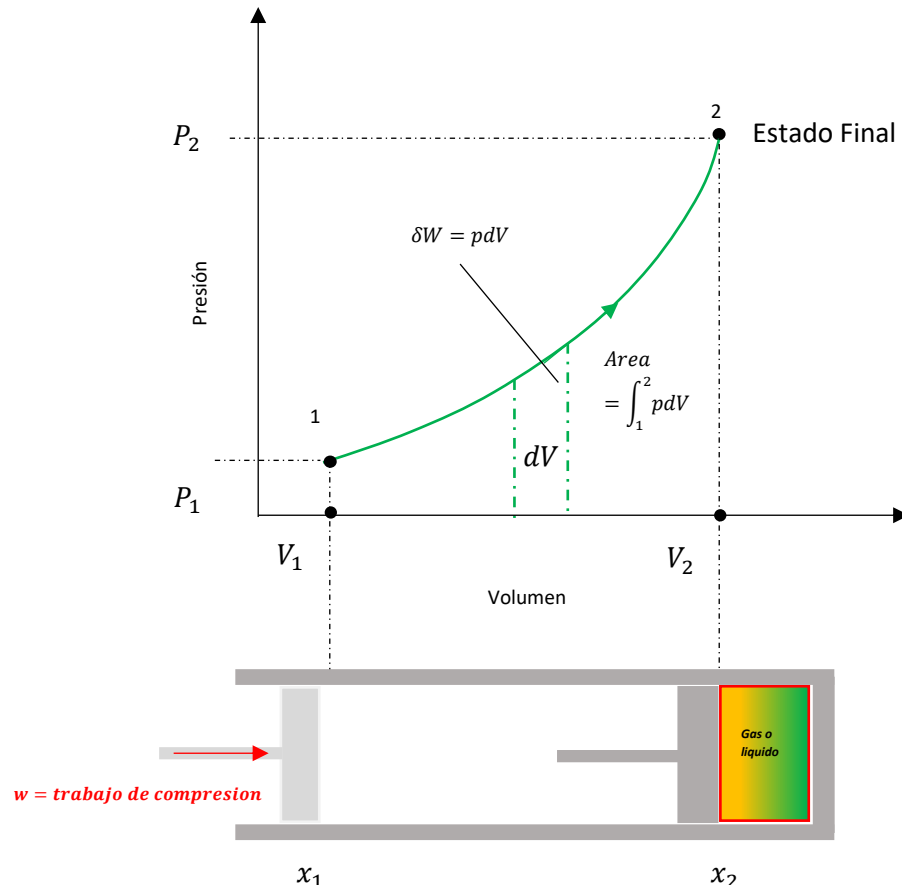


Figura 2.4.5
Diagrama P-V de un proceso de compresión de un líquido o un gas

La interpretación del área del trabajo en un proceso de expansión o compresión de cuasiequilibrio permite una demostración sencilla de la idea de que el trabajo depende del proceso. Esto se puede ilustrar consultando la figura 2.4.6. Supongamos que el gas en un conjunto de pistón-cilindro pasa de un estado de equilibrio inicial 1 a un estado de equilibrio final 2 a lo largo de dos trayectorias diferentes, identificadas como A y B en la figura 2.8. Dado que el área bajo cada trayectoria representa el trabajo para ese proceso, el trabajo depende de los detalles del proceso, tal como se definen en la curva particular, y no solo de los estados finales. El valor del trabajo depende de la naturaleza del proceso entre los estados finales.

La relación entre la presión y el volumen durante un proceso de expansión o compresión también puede describirse analíticamente. Un ejemplo lo proporciona la expresión pV^n constante, donde el valor de n es una constante para el proceso en particular. Un proceso de cuasiequilibrio descrito por dicha expresión se denomina proceso politrópico. También pueden considerarse otras formas analíticas para la relación presión-volumen.

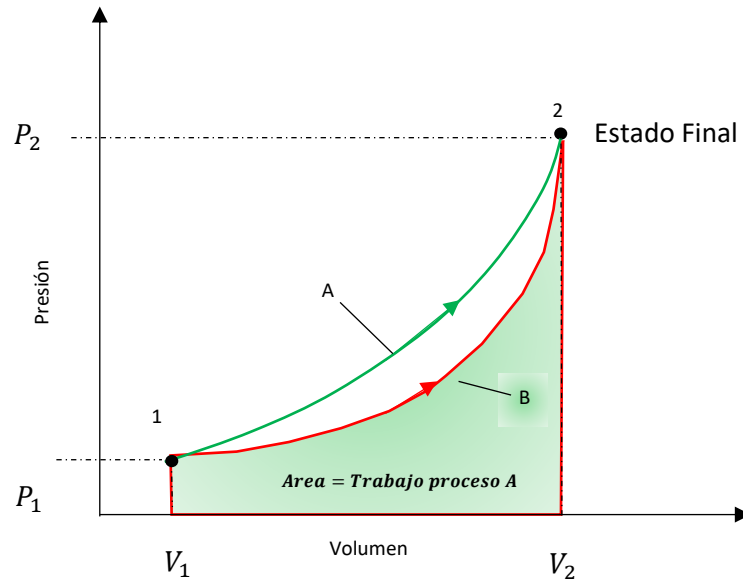


Figura 2.4.6
Trabajo depende del proceso

2.4.4 TRAYECTORIA DEL TRABAJO

Las funciones de la trayectoria del trabajo tienen diferenciales inexactas designadas por el símbolo δ . En consecuencia, una cantidad diferencial de trabajo se representa mediante δW . Sin embargo, las propiedades son funciones de punto (es decir, sólo dependen del estado y no de cómo un sistema llega a ese estado) y tienen diferenciales exactas designadas por el símbolo d . Un pequeño cambio de volumen, por ejemplo, se representa por dV , y el cambio de volumen total durante un proceso entre los estados 1 y 2 es

$$\int_1^2 dV = V_2 - V_1 = \Delta V \quad 2.50$$

El cambio de volumen entre los procesos 1 y 2 es siempre el volumen en el estado 2 menos el volumen en el estado 1, sin importar la trayectoria seguida (Figura 2.4.7). Sin embargo, el trabajo total realizado entre los procesos 1 y 2 es

$$\int_1^2 \delta W = W_{1-2} \quad 2.51$$

No se utiliza $\Delta W \rightarrow$ Es incorrecto

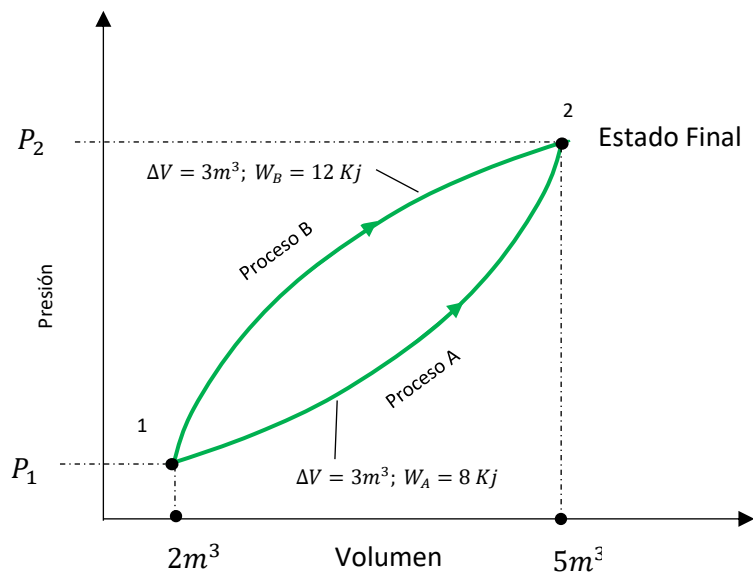


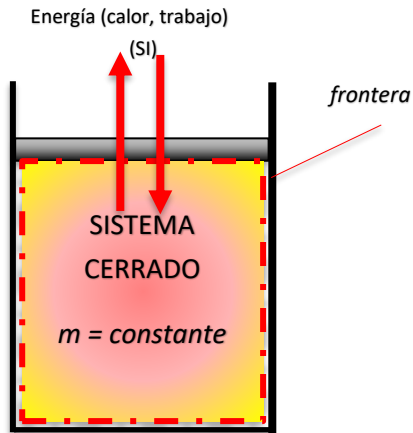
Figura 2.4.7

Las propiedades son funciones puntuales; pero el calor y el trabajo son funciones de la trayectoria (sus magnitudes dependen de la trayectoria seguida)

2.4.5 CALOR

La energía puede cruzar la frontera de un sistema cerrado en dos formas distintas: calor y trabajo. El calor está definido como la forma de energía que se transfiere entre dos sistemas (o entre un sistema y sus alrededores) debido a una diferencia de temperatura (Figura 2.4.8). Es decir, una interacción de energía es calor sólo si ocurre debido a una diferencia de temperatura. Entonces se deduce que no puede haber ninguna transferencia de calor entre dos sistemas que se hallan a la misma temperatura. El calor es energía en transición y se reconoce sólo cuando cruza la frontera de un sistema.

El símbolo Q denota la cantidad de energía transferida a través de la frontera de un sistema en una interacción térmica con el entorno.



La energía puede cruzar las fronteras de un sistema cerrado en la forma de calor y trabajo.

La masa no puede cruzar la frontera

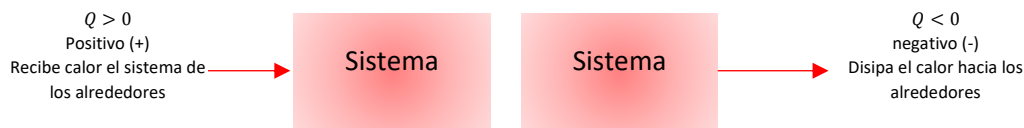
En termodinámica el término calor significa simplemente transferencia de calor

Figura 2.4.8
Sistema Cerrado

La transferencia de calor hacia un sistema se considera positiva, mientras que la transferencia de calor desde un sistema se considera negativa.

$Q > 0$, transferencia de calor al sistema

$Q < 0$, transferencia de calor del sistema



Un proceso durante el cual no hay transferencia de calor se denomina proceso adiabático (Figura 2.4.9). El término adiabático proviene de la palabra griega adiabatos, que significa “no pasar”.

Hay dos maneras en que un proceso puede ser adiabático: el sistema está bien aislado de modo que sólo una cantidad insignificante de calor cruza la frontera, o bien, tanto el sistema como los alrededores están a la misma temperatura y por lo tanto no hay fuerza impulsora (diferencia de temperatura) para la transferencia de calor. Hay que distinguir entre un proceso adiabático y uno isotérmico: aunque no hay transferencia de calor durante un proceso adiabático, otros medios como el trabajo pueden cambiar el contenido de energía y, en consecuencia, la temperatura de un sistema.

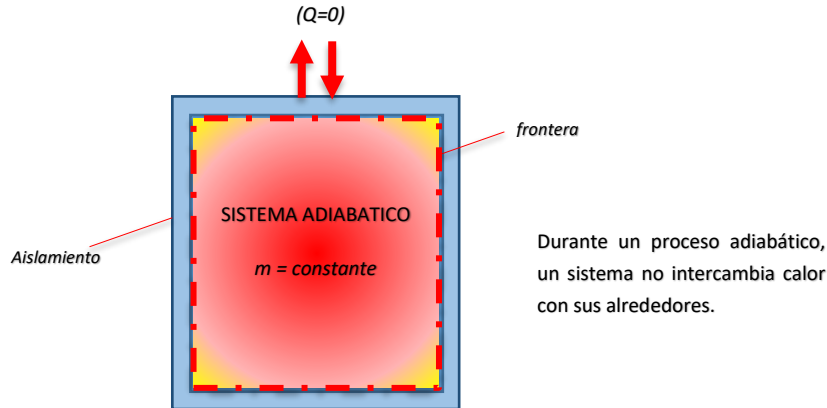


Figura 2.4.9
Sistema cerrado adiabático, sin intercambio de calor

Como forma de energía, el calor tiene unidades de energía, la más común es el kJ (o Btu). La cantidad de calor transferida durante el proceso entre dos estados (1 y 2) se denota mediante Q_{1-2} o sólo Q . La transferencia de calor por unidad de masa de un sistema se denota con q y se determina a partir de

$$q = \frac{Q}{m} \quad \left(\frac{\text{Kj}}{\text{Kg}} \right), \left(\frac{\text{Btu}}{\text{lbm}} \right) \quad 2.52$$

En ocasiones es deseable conocer la tasa de transferencia de calor (cantidad de calor transferida por unidad de tiempo) en lugar del calor total transferido durante cierto intervalo de tiempo. La tasa de transferencia de calor se expresa con $\dot{Q}$, donde el punto significa la derivada respecto del tiempo, o “por unidad de tiempo”. La tasa de transferencia de calor $\dot{Q}$ tiene las unidades $\frac{\text{Kj}}{\text{s}}$ o $\frac{\text{Btu}}{\text{s}}$, equivalente a kW. Cuando $\dot{Q}$ varía con el tiempo, la cantidad de transferencia de calor durante un proceso se determina integrando $\dot{Q}$ sobre el intervalo de tiempo del proceso:

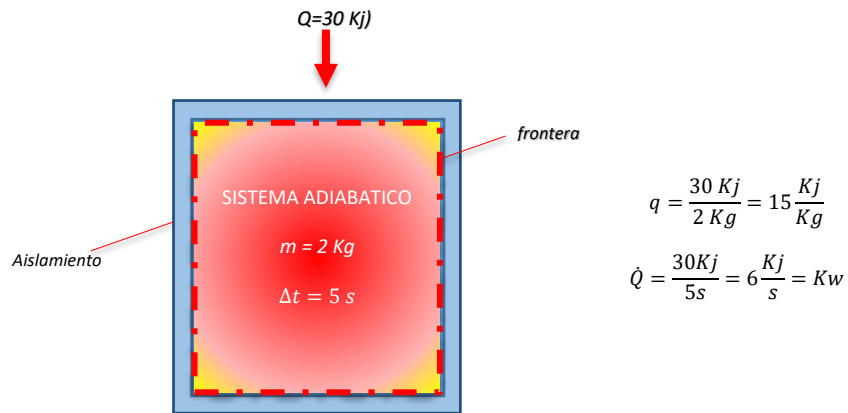
$$Q = \int_{t_1}^{t_2} \dot{Q} dt \quad (\text{Kj}), (\text{Btu}) \quad 2.53$$

Cuando $\dot{Q}$ permanece constante durante un proceso, esta relación se reduce a

$$Q = \dot{Q} \Delta t \quad (\text{Kj}), (\text{Btu}) \quad 2.54$$

donde $\Delta t = t_2 - t_1$ es el intervalo de tiempo durante el que ocurre el proceso.

Ejemplo:



El calor se transfiere mediante tres mecanismos: conducción, convección y radiación. La conducción es la transferencia de energía de las partículas más energéticas de una sustancia a las adyacentes menos energéticas, como resultado de la interacción entre partículas. La convección es la transferencia de energía entre una superficie sólida y el fluido adyacente que se encuentra en movimiento, y tiene que ver con los efectos combinados de la conducción y el movimiento del fluido. La radiación es la transferencia de energía debida a la emisión de ondas electromagnéticas (o fotones). Al final de este capítulo se repasan los tres mecanismos de transferencia de calor como un tema de interés especial.

2.4.6 TRANSFERENCIA DE ENERGÍA POR TRABAJO

Al igual que el calor, el trabajo es una interacción de energía que ocurre entre un sistema y sus alrededores. La energía puede cruzar la frontera de un sistema cerrado en forma de calor o trabajo; entonces, si la energía que cruza la frontera de un sistema cerrado no es calor, debe ser trabajo. Es fácil reconocer el calor: su fuerza impulsora es una diferencia de temperatura entre el sistema y su entorno. Por lo tanto, se puede decir simplemente que una interacción de energía que se origina por algo distinto a una diferencia de temperatura entre un sistema y sus alrededores es trabajo. De manera más específica, el trabajo es la transferencia de energía relacionada con una fuerza que actúa a lo largo de una distancia.

El trabajo es también una forma de energía transferida como calor y por lo tanto tiene unidades de energía como kJ . El trabajo realizado durante un proceso entre los estados 1 y 2 se denota por W_{1-2} o sólo W . El trabajo por unidad de masa de un sistema se denota mediante w y se expresa como

$$w = \frac{W}{m} \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 2.55$$

El trabajo realizado por unidad de tiempo se llama potencia, se denota con $\dot{W}$ y su unidad es $\frac{KJ}{s}$, o kW . En el sistema ingles $1 Kw = 0.9478 \frac{Btu}{s}$

2.4.7 BALANCE DE ENERGÍA DE UN SISTEMA CERRADO

Los cambios de energía de un sistema para determinar el cambio de energía de un sistema durante un proceso se requiere evaluar la energía del sistema al principio y al final del proceso y encontrar su diferencia. Es decir,

$$\Delta E_{sistema} = E_{final} - E_{inicial} \quad 2.56$$

$$\Delta E_{sistema} = E_2 - E_1 \quad 2.57$$

La energía es una propiedad y el valor de una propiedad no cambia a menos que cambie el estado del sistema. Por lo tanto, el cambio de energía de un sistema es cero si el estado no se modifica durante el proceso. También, es posible que exista energía en numerosas formas: interna, cinética, potencial, eléctrica y magnética, por lo que la suma de ellas constituye la energía total E de un sistema. En ausencia de otras energías como las eléctricas, magnéticos y de tensión superficial. El cambio en la energía total del sistema durante un proceso es la suma de los cambios en sus energías interna, cinética y potencial (figura 2.4.10), lo cual se expresa como

$$\Delta E = 0$$

$$\Delta EC + \Delta EP + \Delta U = Q - W \quad 2.58$$

Tipo de energía	Ecuación	Unidades
Cambio de energía interna:	$\Delta U = (U_2 - U_1)$	(kj)
Cambio de energía potencial:	$\Delta EP = g(z_2 - z_1)$	$\left(\frac{m^2}{s^2} \right) = \left(\frac{kJ}{kg} \right)$
Cambio de energía cinética:	$\Delta EC = \frac{1}{2}(V_2^2 - V_1^2)$	$\left(\frac{m^2}{s^2} \right) = \left(\frac{kJ}{kg} \right)$
Trabajo:	$W_{1 \rightarrow 2} = p(V_2 - V_1)$	$(kPa \cdot m^3) = (kJ)$

Figura 2.4.10

Cambio en la energía total del sistema durante un proceso es la suma de los cambios en sus energías interna, cinética, potencial, trabajo y calor

La mayor parte de los sistemas encontrados en la práctica son estacionarios, es decir, no tienen que ver con cambios en su velocidad o elevación durante un proceso (Fig. 2.4.11). Así, para sistemas estacionarios, los cambios en las energías cinética y potencial son cero.

$$\cancel{\Delta EC} + \cancel{\Delta EP} + \Delta U = Q - W \quad 2.59$$

$$\Delta U = Q - W \quad 2.60$$

Las relaciones de balance de energía (o la primera ley) expresadas anteriormente son de naturaleza intuitiva y son fáciles de usar cuando se conocen las magnitudes y las direcciones de las transferencias de calor y trabajo. Sin embargo, al efectuar un estudio analítico general o resolver un problema relacionado con una interacción desconocida de calor o trabajo, es necesario suponer una dirección para estas interacciones. En tales casos, es común usar la convención de signos de la termodinámica clásica y suponer el calor que se transferirá al sistema (entrada de calor) en la cantidad Q , así como el trabajo que realizará el sistema (salida de trabajo) en la cantidad W , para después resolver el problema. La relación del balance de energía en este caso para un sistema cerrado se convierte en

$$Q_{\text{neto,entrada}} - W_{\text{neto,salida}} = \Delta E_{\text{sistema}} \quad \text{o} \quad Q - W = \Delta E$$

donde $Q = Q_{\text{neto,entrada}} = Q_{\text{entrada}} - Q_{\text{salida}}$ es la entrada neta de calor y $W = W_{\text{neto,salida}} = W_{\text{salida}} - W_{\text{entrada}}$ es la salida neta de trabajo. Obtener una cantidad negativa para Q o W significa simplemente que la dirección supuesta para esa cantidad es errónea y debe invertirse. En la figura 2.4.12 se ofrecen varias formas de esta “tradicional” relación de la primera ley para sistemas cerrados.

La primera ley no se puede probar en forma matemática, pero tampoco se sabe de algún proceso en la naturaleza que la haya violado, y esto se debe tomar como demostración suficiente.

Sistema estacionario

$$(z_2 = z_1) \rightarrow \Delta EP = 0$$

$$V_2 = V_1 \rightarrow \Delta EC = 0$$

$$\Delta U = Q - W$$

Figura 2.4.11
Cambios de energía que son “cero”

General: $Q - W = \Delta E$

Sistemas estacionarios: $Q - W = \Delta U$

Por unidad de masa: $q - w = \Delta e$

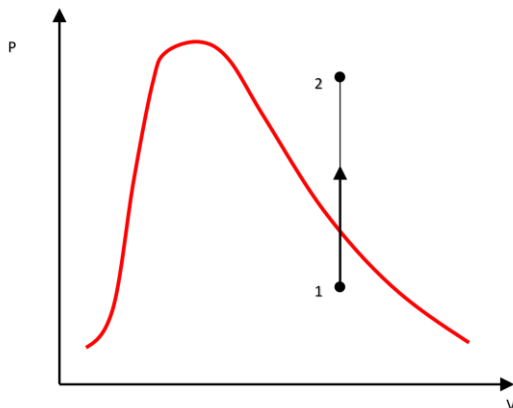
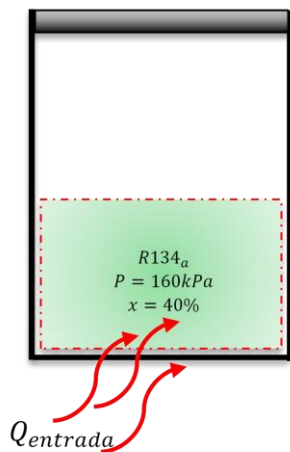
Forma diferencial: $\delta q - \delta w = de$

Figura 2.4.12
Diversas formas de la relación de la primera ley para sistemas cerrados.

El calor y el trabajo no son distintas como cantidades de energía, ya que después de todo el cambio en el contenido de energía de un sistema es igual a la cantidad de energía que cruza las fronteras del sistema, y no importa si la energía los cruza en forma de calor o trabajo. En apariencia, las relaciones de la primera ley serían mucho más simples si se tuviera una cantidad que podríamos llamar interacción de energía para representar tanto al calor como al trabajo; así, desde el punto de vista de la primera ley, tanto el calor como el trabajo no son diferentes en absoluto, pero desde el punto de vista de la segunda ley, sin embargo, calor y trabajo son muy diferentes.

EJEMPLO: Un recipiente rígido de 0.5 m^3 contiene refrigerante 134a inicialmente a 160 kPa y calidad de 40 por ciento. Se transfiere calor a esta sustancia hasta que la presión alcanza 700 kPa . Determine:

- la masa del refrigerante en el recipiente.
- la cantidad de calor transferido.
- muestre el proceso en un diagrama P-v con respecto a las líneas de saturación



Supuestos:

- El tanque está en reposo, por lo tanto, los cambios en la energía cinética y potencial son cero.
- No hay interacciones de trabajo.

Análisis:

(a) Tomamos el tanque como el sistema. Este es un sistema cerrado, ya que no entra ni sale masa. Dado que el volumen del sistema es constante y, por lo tanto, no hay trabajo de frontera, el balance de energía para este sistema cerrado en reposo puede expresarse como:

$$\Delta E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}} = \Delta E_{\text{sistema}}$$

$$Q_{\text{entrada}} = \Delta U = m(u_2 - u_1) \quad (\text{considera } W = EC = EP = 0)$$

Empleando las tablas de propiedades termodinámicas (A-11) del refrigerante 134a se encuentran

$$P_1 = 160 \text{ kPa}, x_1 = 0.4 \quad \begin{cases} v_f = 0.0007437, & v_g = 0.12348 \text{ m}^3/\text{kg} \\ u_f = 31.09, & u_g = 190.27 \text{ kJ/kg} \end{cases}$$

$$v_1 = v_f + x_1 v_{fg} = 0.0007437 + 0.4(0.12348 - 0.0007437) = 0.04984 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$u_1 = u_f + x_1 u_{fg} = 31.09 + 0.4(190.27 - 31.09) = 107.19 \text{ kJ/kg}$$

$$P_2 = 700 \text{ kPa}, \quad (v_2 = v_1) \quad \{u_2 = 376.99 \text{ kJ/kg}\}$$

La masa del refrigerante es

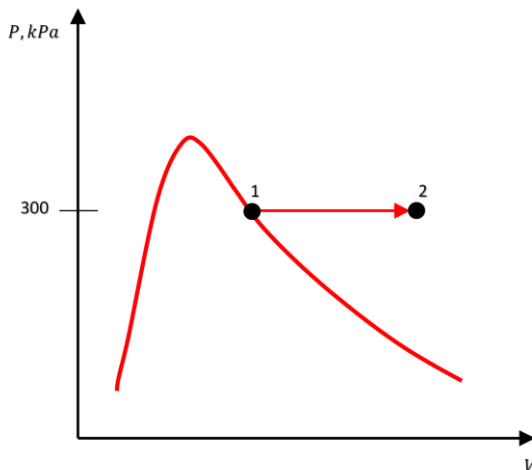
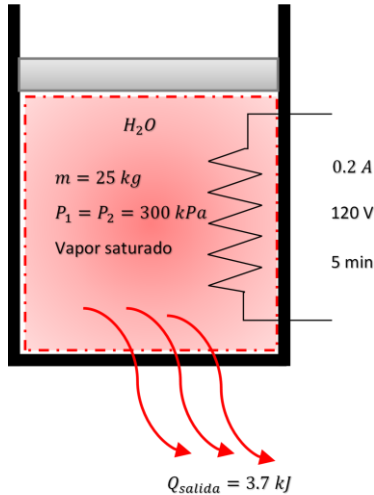
$$m = \frac{V_1}{v_1} = \frac{0.5 \text{ m}^3}{0.04984 \text{ m}^3/\text{kg}} = 10.03 \text{ kg}$$

(b) el calor transferido al tanque

$$Q_m = m(u_2 - u_1) = (10.03 \text{ kg})(376.99 - 107.19) \text{ kJ/kg} = 2707 \text{ kJ}$$

Ejemplo: Calentamiento eléctrico de un gas a presión constante.

Un dispositivo de cilindro-émbolo contiene 25 g de vapor de agua saturado que se mantiene a una presión constante de 300 kPa. Se enciende un calentador de resistencia eléctrica dentro del cilindro y pasa una corriente de 0.2 A durante 5 minutos desde una fuente de 120 V. Al mismo tiempo, ocurre una pérdida de calor de 3.7 kJ. a) Muestre que para un sistema cerrado el trabajo de frontera W_b y el cambio de energía interna U en la relación de la primera ley se puede combinar en un término, ΔH , para un proceso a presión constante. b) Determine la temperatura final del vapor.



Solución:

En un dispositivo de cilindro-émbolo se expande vapor de agua saturado a presión constante debido al calentamiento. Se demostrará que $U = W_b = H$, y se determinará la temperatura final.

Suposiciones:

1. El recipiente es estacionario, por lo tanto los cambios de energía cinética y potencial son cero, $\Delta E_C = \Delta E_P = 0$. Por consiguiente, $\Delta E = \Delta U$ y la energía interna es la única forma de energía del sistema que puede cambiar durante este proceso.
2. Los cables eléctricos constituyen una parte muy pequeña del sistema, así que se puede ignorar el cambio de energía de los cables.

Análisis:

Se toma el contenido del cilindro, incluidos los alambres de la resistencia, como el sistema (Fig. 4-13), el cual es un sistema cerrado porque ninguna masa cruza sus fronteras durante el proceso. Se observa que un dispositivo de cilindro-émbolo normalmente se relaciona con una frontera móvil y, por ende, con trabajo de frontera W_b . La presión permanece constante durante el proceso, de modo que $P_2 = P_1$.

a) Esta parte de la solución requiere un análisis general para un sistema cerrado que experimenta un proceso de cuasiequilibrio a presión constante, así que se considera un sistema cerrado general. Se supone que la dirección de transferencia de calor Q es hacia el sistema y que éste realiza trabajo W . Así mismo, el trabajo se expresa como la suma del trabajo de frontera y de otras formas (como el eléctrico y el de flecha). Entonces el balance de energía se puede expresar como

$$\begin{aligned}\Delta E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}} &= \Delta E_{\text{sistema}} \\ Q - W &= \Delta U + \Delta E_C + \Delta E_P \\ Q - W_{\text{OTRO}} - W_b &= U_2 - U_1\end{aligned}$$

Para un proceso a presión constante, el trabajo de frontera está dado como $W_b = P_0(V_2 - V_1)$. Sustituyendo esto en la relación anterior se tiene

$$Q - W_{\text{OTRO}} - P_0(V_2 - V_1) = U_2 - U_1$$

Sin embargo,

$$P_0 = P_2 = P_1 \rightarrow Q - W_{\text{OTRO}} = (U_2 - P_2 V_2) - (U_1 - P_1 V_1)$$

También, $H = U + PV$, y entonces

$$Q - W_{\text{OTRO}} = (H_2 - H_1) \quad (kJ)$$

que es la relación buscada (Fig. 4-14). Esta ecuación es muy conveniente en el análisis de sistemas cerrados que experimentan un proceso de cuasiequilibrio a presión constante porque los términos de entalpía se ocupan del trabajo de frontera de forma automática, y ya no es necesario determinarlo por separado.

b) La única otra forma de trabajo en este caso es el trabajo eléctrico, que se puede determinar a partir de

$$W_e = VI \Delta t = (120 \text{ V})(2 \text{ A})(300 \text{ s}) \left(\frac{1 \text{ kJ/s}}{1000 \text{ VA}} \right) = 7.2 \text{ kJ}$$

Estado 1:

$$\left. \begin{array}{l} P_1 = 300 \text{ kPa} \\ \text{Vapor saturado} \end{array} \right\} h_1 = h_{g@300 \text{ kPa}} = 2724.9 \text{ kJ/kg} \quad (\text{tabla A-5})$$

La entalpía en el estado final se determina directamente de la ecuación 4-18, al expresar como cantidades negativas la transferencia de calor desde el sistema y el trabajo realizado sobre éste (ya que sus direcciones son opuestas a las direcciones estándar supuestas). De otro modo, se puede usar la relación de balance general de energía con la simplificación de que el trabajo de frontera se considera de manera automática reemplazando ΔU por ΔH para un proceso de expansión o compresión a presión constante:

$$\begin{aligned}\Delta E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}} &= \Delta E_{\text{sistema}} \\ W_{e,\text{entrada}} - Q_{\text{salida}} - W_b &= \Delta U \\ W_{e,\text{entrada}} - Q_{\text{salida}} &= \Delta H = m(h_2 - h_1) \quad (\text{dado que } P = \text{constante}) \\ 7.2 \text{ kJ} - 3.7 \text{ kJ} &= (0.025 \text{ kg})(h_2 - 2724.9 \text{ kJ/kg}) \\ h_2 &= 2864.9 \text{ kJ/kg}\end{aligned}$$

Entonces el estado final se especifica por completo porque se conoce tanto la presión como la entalpía. La temperatura en este estado es

Estado 2:

$$\left. \begin{array}{l} P_2 = 300 \text{ kPa} \\ h_2 = 2864.9 \text{ kJ/kg} \end{array} \right\} T_2 = 200^\circ\text{C} \text{ kJ/kg} \quad (\text{tabla A-6})$$

Por lo tanto, el vapor estará a 200°C al final de este proceso.

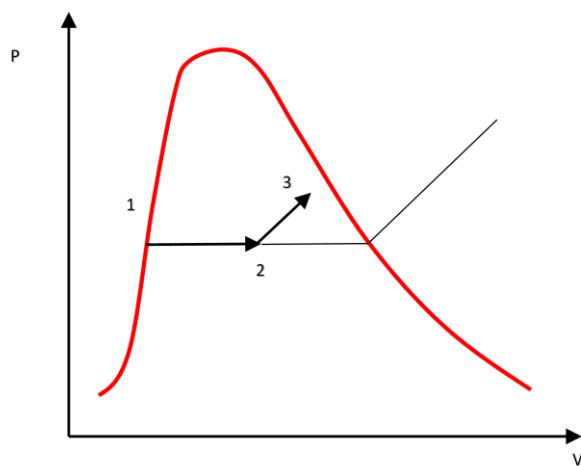
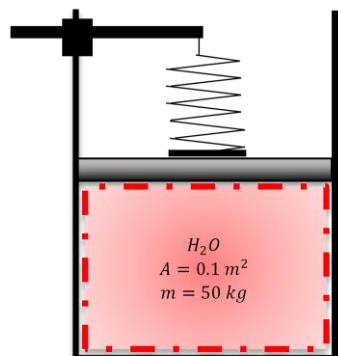
Explicación:

En sentido estricto, para este proceso el cambio de energía potencial del vapor no es cero porque su centro de gravedad sube un poco. Si se supone un cambio de elevación de 1 m (que es bastante improbable), el cambio en la energía potencial del vapor serían 0.0002 kJ, lo cual es muy pequeño en comparación con los otros términos en la relación de la primera ley. Por lo tanto, en problemas de esta clase, se ignora siempre el término de energía potencial

Un dispositivo de cilindro-émbolo contiene 50 kg de agua a 250 kPa y 25°C. El área de sección transversal del émbolo es 0.1 m². Se transfiere calor al agua, lo cual causa que una parte se evapore y expanda; cuando el volumen llega a 0.2 m³, el émbolo alcanza un resorte lineal cuya constante de resorte es 100 kN/m. Se transfiere más calor al agua hasta que el émbolo sube 20 cm más.

Determine:

- la presión final y la temperatura.
- el trabajo realizado durante este proceso. Asimismo, muestre el proceso en un diagrama P-V.



Supuestos: El proceso es de cuasi-equilibrio. **Análisis (a):** La presión final se determina a partir de...

$$P_3 = P_2 + \frac{F_s}{A} = P_2 + \frac{kx}{A} = (250 \text{ kPa}) + \frac{(100 \text{ kN/m})(0.2 \text{ m})}{0.1 \text{ m}^2} \left(\frac{1 \text{ kPa}}{1 \text{ kN/m}^2} \right) = 450 \text{ kPa}$$

Los volúmenes específicos en los tres estados

$$\begin{aligned} \text{Estado 2:} \\ P_2 &= 300 \text{ kPa} \\ h_2 &= 2864.9 \text{ kJ/kg} \\ V_1 &= m v_1 (50 \text{ kg}) \left(\frac{0.001003 \text{ m}^3/\text{kg}}{1 \text{ kg}} \right) = 0.05 \text{ m}^3 \\ V_2 &= 0.2 \text{ m}^3 \\ V_3 &= V_2 + x_{23} A_p = (0.2 \text{ m}^3) + (0.2 \text{ m})(0.1 \text{ m}^2) = 0.22 \text{ m}^3 \\ v_3 &= \frac{V_3}{m} = \frac{0.22 \text{ m}^3}{50 \text{ kg}} = 0.0044 \text{ m}^3/\text{kg} \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} T_2 = 200^\circ\text{C} \\ \text{Tabla A-6} \end{array} \right\}$$

A 450 kPa. Es $v_f = 0.001088 \text{ m}^3/\text{kg}$ y $v_g = 0.41392 \text{ m}^3/\text{kg}$. Notese que $v_f < v_3 < v_g$, el estado final de la mezcla saturada corresponde a una temperatura de

$$T_3 = T_{\text{sat}@450 \text{ kPa}} = 147.9^\circ\text{C}$$

(b) La presión permanece constante durante el proceso 1-2 y cambia linealmente (una línea recta) durante el proceso 2-3. Entonces, el trabajo de frontera durante este proceso es simplemente el área total bajo la curva del proceso.

$$\begin{aligned} W_{b,\text{salida}} &= \text{Area} = P_1(V_2 - V_1) + \frac{P_2 + P_3}{2} \\ &= \left[(250 \text{ kPa})(0.2 - 0.05) \text{ m}^3 \right. \\ &\quad \left. + \frac{(250 + 450) \text{ kPa}}{2} (0.22 - 0.2) \text{ m}^3 \right] \left[\frac{1 \text{ kJ}}{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3} \right] = 44.5 \text{ kJ} \end{aligned}$$

El signo positivo indica que el trabajo es realizado por el sistema (salida de trabajo).

3.1 PROCESOS Y PROPIEDADES TERMODINAMICAS

3.1.2 ECUACIONES DEL GAS IDEAL

Las tablas proporcionan información muy exacta acerca de las propiedades, pero son voluminosas y vulnerables a errores tipográficos. Un enfoque más práctico y deseable sería tener entre las propiedades algunas relaciones simples que sean suficientemente generales y precisas.

Cualquier ecuación que relacione la presión, la temperatura y el volumen específico de una sustancia se denomina ecuación de estado. Las relaciones de propiedades que comprenden a otras pertenecientes a una sustancia que se halla en estados de equilibrio, también se conocen como ecuaciones de estado. Hay varias ecuaciones de estado, algunas sencillas y otras muy complejas: la más sencilla y mejor conocida para sustancias en la fase gaseosa es la ecuación de estado de gas ideal, la cual predice el comportamiento $P - v - T$ de un gas con bastante exactitud, dentro de cierta región elegida adecuadamente.

Las palabras gas y vapor a menudo se utilizan como sinónimos y comúnmente a la fase de vapor de una sustancia se le llama gas cuando su temperatura es más alta que la temperatura crítica. El vapor normalmente implica un gas que no se encuentra muy alejado del estado de condensación.

En 1662 el inglés Robert Boyle observó durante sus experimentos con una cámara de vacío que la presión de los gases es inversamente proporcional a su volumen. En el año de 1802, los franceses J. Charles y J. Gay-Lussac determinaron de modo experimental que a bajas presiones el volumen de un gas es proporcional a su temperatura. Es decir,

$$P = R \left(\frac{T}{v} \right) \quad 3.1$$

o bien

$$PV = RT \quad 3.2$$

donde la constante de proporcionalidad R se denomina constante de los gases. La ecuación 1, es la ecuación de estado de gas ideal, o sencillamente relación de gas ideal; un gas que obedece esta relación recibe el nombre de gas ideal. En esta ecuación, P es la presión absoluta, T es la temperatura absoluta y v es el volumen específico.

La constante R es diferente para cada gas (Tabla 3.1.1) y se determina a partir de

$$R = \frac{R_u}{M} \left(\frac{Kj}{Kg\ K} \text{ o } \frac{Kpa\ m^3}{Kg\ K} \right) \quad 3.3$$

donde R_u es la constante universal de los gases y M es la masa molar (llamada también peso molecular) del gas. La constante R_u (figura 3.1.1) es la misma para todas las sustancias y su valor es

Gas	$R_u \left(\frac{Kj}{Kg\ K} \right)$
Aire	0.2870
Helio	2.0769
Argón	0.2081
Nitrógeno	0.2968

Tabla 3.1.1
Sustancias diferentes tienen distintas constantes de gas.

R_u	$8.31447 \frac{Kj}{Kg_{mol} \cdot K}$
	$8.31447 \frac{Kpa\ m^3}{Kg_{mol} \cdot K}$
	$0.0831447 \frac{bar\ m^3}{Kg_{mol} \cdot K}$
	$1.985880 \frac{Btu}{lb_{mol} \cdot R}$
	<i>no en ft³</i>

La masa molar M se define como la masa de un mol (llamada también *gramo – mol*, abreviado *gmol*) de una sustancia en gramos, o bien, la masa de un *kmol* (llamada también *kilogramo – mol*, abreviado *kgmol*) en kilogramos. En unidades inglesas es la masa de 1 *lbmol* en *lbm*. Note que por la forma en que está definida, la masa molar de una sustancia tiene el mismo valor numérico en ambos sistemas de unidades. Cuando se dice que la masa molar del nitrógeno es 28, significa que la masa de un *kmol* de nitrógeno es 28 *kg*, o que la masa de 1 *lbmol* de nitrógeno es 28 *lbm*. Es decir, $M = 28\ kg/kgmol = 28\ lbm/lbmol$. La masa de un sistema es igual al producto de su masa molar M y el número de moles N .

$$m = MN \quad 3.4$$

Los valores de R y de M para varias sustancias se presentan en la tabla 2. La ecuación de estado del gas ideal se escribe de varias maneras diferentes:

Los valores de R y de M para varias sustancias se presentan en la tabla A-1 del apéndice. La ecuación de estado del gas ideal se escribe de varias maneras diferentes:

$$V = mv \rightarrow PV = mRT \quad 3.5$$

$$mR = (MN)R = NR_u \rightarrow PV = NR_u T \quad 3.6$$

$$V = N\bar{v} \rightarrow P\bar{v} = R_u T \quad 3.7$$

donde $\bar{v}$ es el volumen molar específico, es decir, el volumen por unidad de mol (en $m^3/kmol$ o $ft^3/lbmol$). En esta sección, el guión que aparece arriba de una propiedad denota valores basados en unidad de mol (Tabla 3.1.2).

Por unidad de masa	Por unidad de mol
$v, \frac{m^3}{kg}$	$\bar{v}, \frac{m^3}{kmol}$
$u, \frac{kJ}{kg}$	$\bar{u}, \frac{kJ}{kmol}$
$h, \frac{kJ}{kg}$	$\bar{h}, \frac{kJ}{kmol}$

Tabla 3.1.2

Las propiedades por unidad de mol se denotan con un guion superior.

Al escribir dos veces la ecuación (2) para una masa fija y simplificar, las propiedades de un gas ideal en dos estados diferentes se relacionan entre sí por medio de

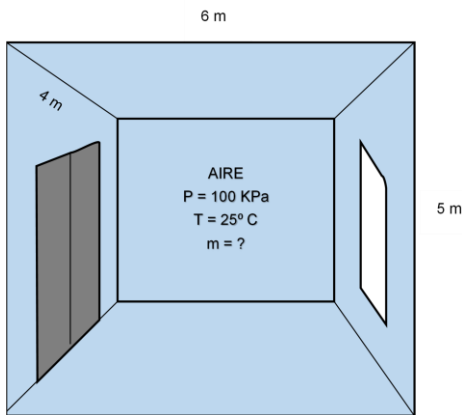
$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2} \quad 3.8$$

Un gas ideal es una sustancia imaginaria que obedece a la relación $Pv = RT$. Experimentalmente, se ha observado que la relación de gas ideal se aproxima mucho al comportamiento $P - v - T$ de los gases reales a bajas densidades: ya que bajo condiciones que implican presiones bajas y temperaturas altas la densidad de un gas disminuye y se comporta como gas ideal. Baja presión y alta temperatura se explicarán posteriormente.

Para intereses prácticos, muchos gases familiares como el aire, nitrógeno, oxígeno, hidrógeno, helio, argón, neón, criptón e incluso algunos más pesados como el dióxido de carbono, pueden tratarse como gases ideales con un margen de error insignificante (con frecuencia menor a 1 por ciento). Sin embargo, los gases densos, como el vapor de agua en las centrales eléctricas y el vapor de refrigerante en los refrigeradores, no deben considerarse como gases ideales, por lo que es necesario usar tablas de propiedades.

¿El vapor de agua es un gas ideal?

Esta pregunta no se contesta con un simple sí o no. El error en que se incurre al considerar el vapor de agua como un gas ideal se calcula y grafica en la figura 3-49, en la que es claro que a presiones inferiores a 10 kPa el vapor de agua se puede considerar como un gas ideal, sin importar su temperatura, con un error insignificante (menos de 0.1 por ciento). Sin embargo, a presiones superiores suponer que el vapor de agua es un gas ideal produce errores inaceptables, en particular en la vecindad del punto crítico y la línea de vapor saturado (arriba de 100 por ciento).

EJEMPLO: Masa del aire en una habitación Determine la masa del aire en una habitación cuyas dimensiones son 4 x 6 x 5 m a 100 kPa y 25°C 	Solución: Se determinará la masa del aire en una habitación. Análisis: En la figura 3-48 se bosqueja la habitación. El aire en las condiciones especificadas se puede tratar como un gas ideal. De la tabla A-1, la constante de gas del aire es $0.287 \text{ KPa} \cdot \text{m}^3 / \text{Kg} \cdot \text{K}$, mientras que su temperatura absoluta es $T = 25^\circ\text{C} + 273 = 298 \text{ K}$ El volumen de la habitación es $V = (4\text{m})(5\text{m})(6\text{m}) = 120\text{m}^3$ La masa de aire en la habitación se determina a partir de la relación del gas ideal como $PV = mRT$ Despejando m $m = \frac{PV}{RT} = \frac{(100 \text{ KPa})(120\text{m}^3)}{(0.287 \text{ KPa} \cdot \text{m}^3 / \text{Kg} \cdot \text{K})(293 \text{ K})} = 140.3 \text{ Kg}$
---	---

Por lo tanto, para sistemas de aire acondicionado el vapor de agua en el aire se puede tratar como un gas ideal sin ningún error porque la presión del vapor de agua es muy baja. No obstante, las presiones que se manejan en centrales eléctricas son muy altas, así que en tales casos no deben usarse las relaciones de gas ideal.

3.2 ENERGÍA INTERNA, ENTALPÍA: UNA PROPIEDAD DE COMBINACIÓN

La energía interna se definió como la suma de todas las formas microscópicas de energía de un sistema. Se relaciona con la estructura molecular y el grado de actividad molecular y se puede considerar como la suma de las energías cinética y potencial de las moléculas. Su símbolo para representarla se emplea la letra U para la energía interna total y u para la energía interna específica, y sus unidades son

$$U = KJ, Btu \quad u = \left(\frac{KJ}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right)$$

Para comprender mejor la energía interna, los sistemas se examinan a nivel molecular. Las moléculas de gas se mueven en el espacio con cierta velocidad; por lo tanto, poseen alguna energía cinética. Esto se conoce como energía de traslación.

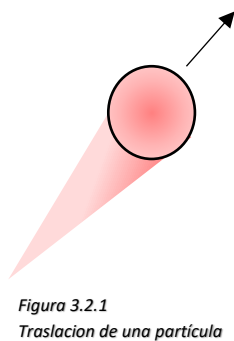


Figura 3.2.1
Traslacion de una partícula

Los átomos de las moléculas poliatómicas rotan respecto a un eje y la energía relacionada con esta rotación es la energía cinética rotacional (figura 3.2.1).

Los átomos de este tipo de moléculas podrían vibrar respecto a su centro de masa común, entonces la energía de este movimiento de “vaivén” sería la energía cinética vibratoria (figura 3.2.2).

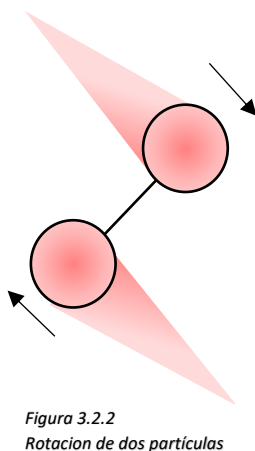


Figura 3.2.2
Rotacion de dos partículas

Para los gases, la energía cinética se debe sobre todo a los movimientos de traslación y rotación, en los que el movimiento vibratorio se vuelve significativo a altas temperaturas (figura 3.2.3).

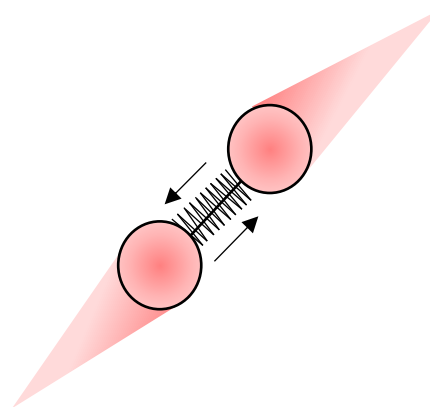


Figura 3.2.3
Vibracion de dos partículas

Los electrones en un átomo giran en torno al núcleo y, por lo tanto, poseen energía cinética rotacional (figura 3.2.4).

Los electrones de órbitas exteriores tienen energías cinéticas más grandes. Como estas partículas también giran en torno a sus ejes, la energía relacionada con este movimiento es la energía de giro (espín). Otras partículas ubicadas en el núcleo de un átomo también poseen energía de giro. La porción de la energía interna de un sistema relacionada con la energía cinética de las moléculas se llama energía sensible (Figura 3.1.5)

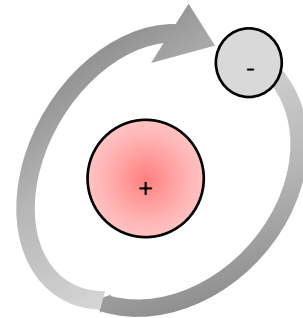


Figura 3.2.4
Energía rotacional de una partícula

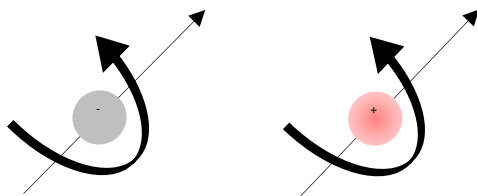


Figura 3.2.5
Espín de electrón y protón

La energía interna también se relaciona con diversas fuerzas de enlace entre las moléculas de una sustancia, entre los átomos dentro de una molécula y entre las partículas al interior de un átomo y su núcleo.

Las fuerzas que unen a las moléculas entre sí son, como se esperaría, más intensas en los sólidos y más débiles en los gases. Si se agrega suficiente energía a las moléculas de un sólido o de un líquido, éstas superan las fuerzas moleculares y se separan, de modo que la sustancia se convierte en un gas; éste es un proceso de cambio de fase. Debido a la energía agregada, un sistema en la fase gaseosa se encuentra en un nivel más alto de energía interna que el de la fase sólida o líquida Figura 3.2.6.

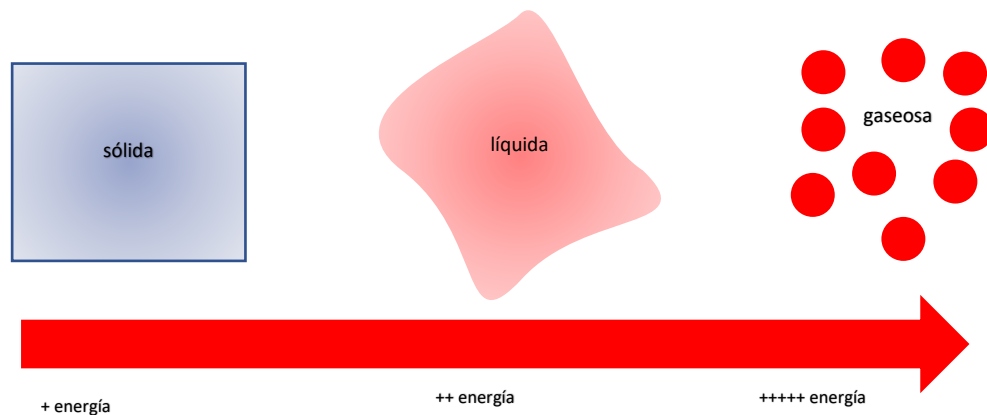


Figura 3.2.6
Niveles de energía por fase de la materia

La energía interna relacionada con la fase de un sistema se llama energía latente. El proceso de cambio de fase puede ocurrir sin que se modifique la composición química de un sistema. La mayor parte de los problemas reales caen dentro de esta categoría, por lo que no es necesario prestar atención a las fuerzas de enlace de los átomos en una molécula.

En termodinámica el cambio en la energía total de un sistema se considera compuesto por tres contribuciones macroscópicas. Una es el cambio en la energía cinética, asociado con el movimiento del sistema en su conjunto respecto a un sistema de coordenadas externo. Otra es el cambio en la energía potencial gravitacional, asociado con la posición del sistema en su conjunto en el campo gravitacional terrestre. Todos los demás cambios de energía se agrupan en la energía interna del sistema. Al igual que la energía cinética y la energía potencial gravitacional, la energía interna es una propiedad extensiva del sistema, al igual que la energía total.

El cambio en la energía interna en un proceso es $\Delta U = U_2 - U_1$.

$$E_2 - E_1 = (EC_2 - EC_1) + (EP_2 - EP_1) - (U_2 - U_1) \quad 3.1$$

o

$$\Delta E = \Delta EC + \Delta EP + \Delta U \quad 3.2$$

Las tablas tienen dos nuevas propiedades: entalpía h y entropía s . La entropía es una propiedad relacionada con la segunda ley de la termodinámica y no se usará hasta después. Pero en este sí es conveniente introducir la entalpía. En el análisis de cierto tipo de procesos, particularmente en la generación de potencia y en refrigeración (Figura 3.2.7), a menudo se encuentra la combinación de propiedades $u + Pv$. Para simplificar y por conveniencia, esta combinación se define como una nueva propiedad, entalpía, la cual se representa mediante el símbolo h :

$$h = u + pv \quad \left[\frac{Kj}{Kg} \right] \quad 3.3$$

o bien

$$H = U + PV \quad [Kj] \quad 3.4$$

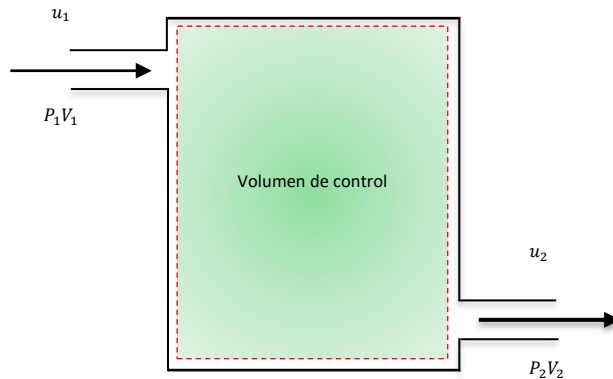


Figura 3.2.7

La combinación $u + Pv$ suele encontrarse en el análisis de volúmenes de control.

3.2.1 ESTADOS DE LÍQUIDO SATURADO Y DE VAPOR SATURADO

Las propiedades de líquido saturado y de vapor saturado para el agua se enumeran en las tablas A-4 y A-5 que se encuentran en el anexo, las cuales proporcionan la misma información pero con una única diferencia: en la A-4 las propiedades se enumeran a partir de la temperatura y en la A-5 por la presión.

En consecuencia, es más conveniente utilizar la A-4 cuando se tiene la temperatura y la A-5 cuando se tiene la presión. El uso de la tabla A-4 se ilustra en la figura 3.2.8. El subíndice f se emplea para denotar propiedades de un líquido saturado y el subíndice g para expresar las propiedades de vapor saturado. Estos símbolos son de uso común en termodinámica y provienen del alemán. Otro subíndice común es fg , el cual denota la diferencia entre los valores de vapor saturado y líquido saturado de la misma propiedad. Por ejemplo

$$V_f = \text{Volumen específico del líquido saturado}$$

$$V_g = \text{Volumen específico del vapor saturado}$$

$$V_{fg} = \text{Diferencia entre } V_f \text{ y } V_g, \text{ es decir } (V_{fg} = V_g - V_f)$$

La cantidad V_{fg} es el volumen específico de vaporización y representa la cantidad de energía necesaria para evaporar una masa unitaria de líquido saturado a una temperatura o presión determinadas. Disminuye cuando aumenta la temperatura o la presión y se vuelve cero en el punto crítico.

Encontrar el volumen específico de vaporización V_{fg} de la tabla termodinamica a 20 °C.

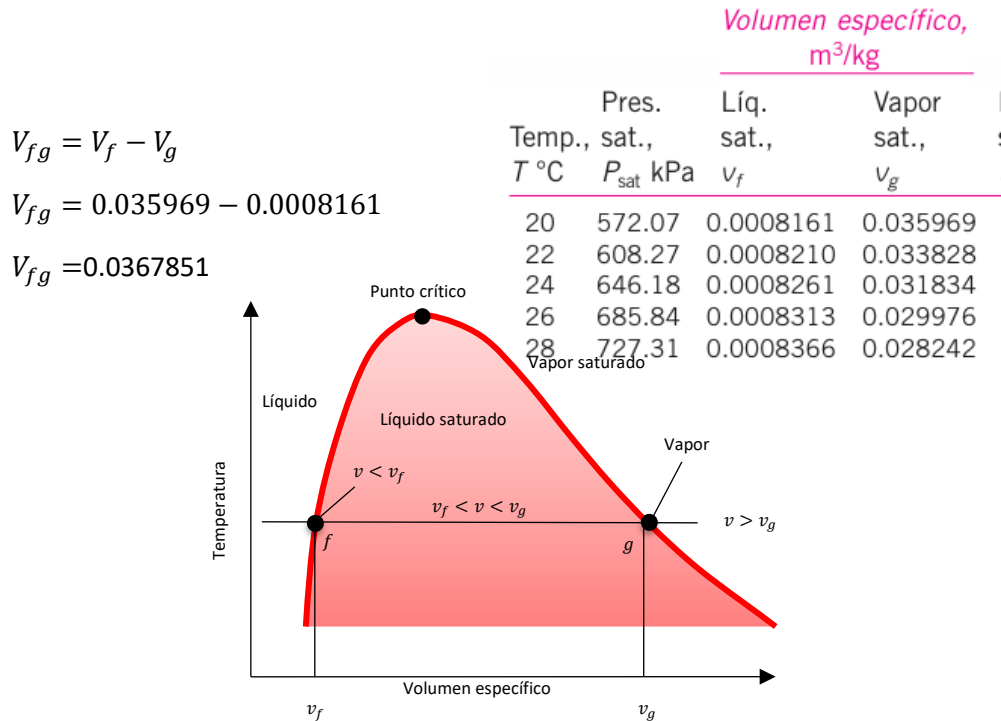


Figura 3.2.8

Diagrama T-v para agua utilizado para la ubicación de estados de los volúmenes específicos en las tablas.

3.2.2 INTERPOLACION DE PROPIEDADES TERMODINAMICAS

Los estados encontrados al resolver problemas a menudo no coinciden exactamente con la cuadrícula de valores proporcionada por las tablas de propiedades. Por lo tanto, es necesaria la interpolación entre entradas adyacentes de la tabla. Siempre se debe tener cuidado al interpolar los valores de la tabla. Las tablas proporcionadas en el Apéndice se extraen de tablas más extensas, configuradas para que la interpolación lineal, ilustrada en el siguiente ejemplo, pueda utilizarse con una precisión aceptable. Se asume que la interpolación lineal sigue siendo válida al utilizar las tablas abreviadas del texto para los ejemplos resueltos y los problemas al final del capítulo.

Determinemos el volumen específico de vapor de agua en un estado donde $p = 10 \text{ bar}$ y $T = 215 \text{ °C}$. La figura 3.2.3 muestra una muestra de datos de la tabla A-4. A una presión de 10 bar, la temperatura especificada de 215 °C se encuentra entre los valores de la tabla de 200 y 240°C, que se muestran en negrita. Los valores correspondientes del volumen específico también se muestran en negrita. Para determinar el volumen específico v correspondiente a 215 °C, podemos considerar la pendiente de una línea recta que une los estados adyacentes de la tabla, como se indica a continuación.

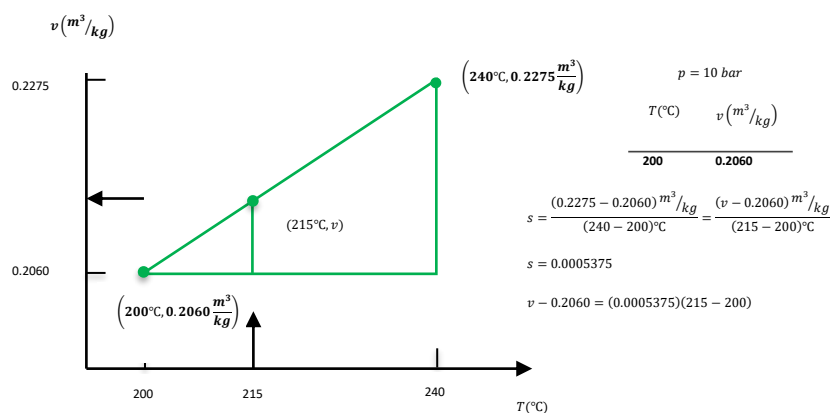


Figura 3.2.3
Interpolación lineal

T $^{\circ}\text{C}$	v m^3/kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$
$p = 10.0 \text{ bar} = 1.0 \text{ MPa}$ $(T_{\text{sat}} = 179.91^{\circ}\text{C})$				
Sat.	0.1944	2583.6	2778.1	6.5865
200	0.2060	2621.9	2827.9	6.6940
240	0.2275	2692.9	2920.4	6.8817
280	0.2480	2760.2	3008.2	7.0465
320	0.2678	2826.1	3093.9	7.1962
360	0.2873	2891.6	3178.9	7.3349
400	0.3066	2957.3	3263.9	7.4651
440	0.3257	3023.6	3349.3	7.5883
500	0.3541	3124.4	3478.5	7.7622
540	0.3729	3192.6	3565.6	7.8720
600	0.4011	3296.8	3697.9	8.0290
640	0.4198	3367.4	3787.2	8.1290

3.2.3 ESTADO DE REFERENCIA Y VALORES DE REFERENCIA

Los valores de u , h y s no se pueden medir directamente y se calculan a partir de propiedades medibles mediante las relaciones entre propiedades termodinámicas. Sin embargo, con estas relaciones se obtienen los cambios en las propiedades y no sus valores en estados específicos. Por lo tanto, es necesario elegir un estado de referencia conveniente y asignar un valor cero para una propiedad o propiedades convenientes en ese estado: para el agua, el estado de líquido saturado a 0.01°C se toma como el estado de referencia, mientras que a la energía interna y la entropía se les asignan valores cero. Para el refrigerante 134a se toma como estado de referencia el del líquido saturado a 40°C , mientras que a entalpía y entropía se les da el valor cero. Observe que algunas propiedades tienen valores negativos como consecuencia del estado de referencia elegido. En ocasiones, tablas diferentes muestran distintos valores para algunas propiedades en el mismo estado, como resultado de usar un estado de referencia diferente. A pesar de esto, la termodinámica se interesa por los cambios de las propiedades, por lo que el estado de referencia elegido no tiene consecuencias en los cálculos siempre que los valores empleados sean de un solo conjunto congruente de tablas o diagramas.

3.3 ENTROPIA Y SUS INTERRELACIONES

3.3.1 PROCESOS ISOTÉRMICOS DE TRANSFERENCIA DE CALOR INTERNAMENTE REVERSIBLES

Recuerde que los procesos isotérmicos de transferencia de calor son internamente reversibles, por lo tanto, el cambio de entropía de un sistema durante uno de estos procesos puede determinarse al resolver la integral de la ecuación 7-5:

$$\Delta S = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{int rev} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T_0} \right)_{int rev} = \frac{1}{T_0} \int_1^2 (\delta Q)_{int rev}$$

la cual se reduce a

$$\Delta S = \frac{Q}{T_0} \quad 3.5$$

donde T_0 es la temperatura constante del sistema y Q es la transferencia de calor para el proceso internamente reversible. La ecuación 3.5 es particularmente útil para determinar los cambios de entropía de depósitos de energía térmica que pueden absorber o proporcionar calor indefinidamente a una temperatura constante. Observe que el cambio de entropía de un sistema durante un proceso isotérmico internamente reversible puede ser positivo o negativo, dependiendo de la dirección de la transferencia de calor. La transferencia de calor hacia un sistema aumenta la entropía de éste, mientras que la transferencia de calor desde un sistema la disminuye. De hecho, la pérdida de calor es la única manera en que es posible disminuir la entropía de un sistema.

3.3.2 EL PRINCIPIO DEL INCREMENTO DE ENTROPÍA

Considere un ciclo conformado por dos procesos: el proceso 1-2 que es arbitrario (reversible o irreversible), y el 2-1, el cual es internamente reversible, como se muestra en la figura 3.3.1. De la desigualdad de Clausius,

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad 3.6$$

O

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{int rev} \leq 0 \quad 3.7$$

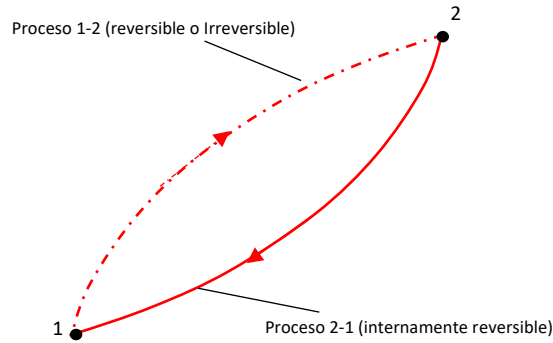


Figura 3.3.1
Un Ciclo compuesto por un proceso reversible y otro irreversible.

La segunda integral en la relación anterior es reconocida como el cambio de entropía $S_1 - S_2$. Por consiguiente,

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + S_1 - S_2 \leq 0 \quad 3.8$$

la cual puede reordenarse como

$$S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad 3.9$$

También puede expresarse en forma diferencial como

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad 3.10$$

donde la igualdad se cumple para un proceso internamente reversible y la de igualdad para uno irreversible. De estas ecuaciones se puede concluir que el cambio de entropía de un sistema cerrado durante un proceso irreversible es mayor que la integral de $\delta Q/T$ evaluada para ese proceso. En el restrictivo caso de un proceso reversible, estas dos cantidades se vuelven iguales. Es necesario enfatizar que en estas relaciones T es la temperatura termodinámica en la frontera donde el calor diferencial que δQ se transfiere entre el sistema y los alrededores.

La cantidad $\Delta S = S_2 - S_1$ representa el cambio de entropía del sistema. Para un proceso reversible, se vuelve igual a $\int_1^2 \delta Q/T$, que representa la transferencia de entropía con calor. El signo de la desigualdad en las relaciones precedentes es un constante recordatorio de que el cambio de entropía de un sistema cerrado durante un proceso irreversible siempre es mayor que la transferencia de entropía. Es decir, alguna entropía es generada o creada durante un proceso irreversible, y esta generación se debe completamente a la presencia

de irreversibilidades. La entropía generada durante un proceso se llama generación de entropía y se denota por S_{gen} . Como la diferencia entre el cambio de entropía de un sistema cerrado y la transferencia de entropía es igual a la generación de entropía, la ecuación 3.10 puede volverse a escribir como una igualdad

$$\Delta S_{sis} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{Q}{T} + S_{gen} \quad 3.11$$

Observe que la generación de entropía S_{gen} siempre es una cantidad positiva o cero. Su valor depende del proceso, así que no es una propiedad del sistema. También, en la ausencia de cualquier transferencia de entropía, el cambio de entropía de un sistema es igual a la generación de entropía. La ecuación 3.11 tiene implicaciones de largo alcance en termodinámica. Para un sistema aislado (o simplemente un sistema cerrado adiabático), la transferencia de calor es cero y ecuación se reduce a

$$\Delta S_{aislado} \geq 0$$

Esta ecuación expresa que la entropía de un sistema aislado durante un proceso siempre se incrementa o, en el restrictivo caso de un proceso reversible, permanece constante. En otros términos, nunca disminuye. Esto es conocido como el principio de incremento de entropía. Note que, en la ausencia de cualquier transferencia de calor, el cambio de entropía solamente se debe a la irreversibilidad y su efecto es siempre incrementar la entropía.

La entropía es una propiedad extensiva, por lo tanto, la entropía total de un sistema es igual a la suma de las entropías de las partes del sistema. Un sistema aislado puede estar compuesto de cualquier número de subsistemas (Fig. 3.3.2), por ejemplo, un sistema y sus alrededores constituyen un sistema aislado porque los dos pueden hallarse encerrados por un límite arbitrario suficientemente grande en el cual no hay calor, trabajo, o transferencia de masa (Fig. 3.3.3).

Por consiguiente, es posible considerar a un sistema y sus alrededores como dos subsistemas de un sistema aislado, y el cambio de entropía de éste durante un proceso resulta de la suma de los cambios de entropía del sistema y sus alrededores, la cual es igual a la generación de entropía porque un sistema aislado no involucra transferencia de entropía. Es decir,

$$S_{gen} = \Delta S_{total} = \Delta S_{sistema} + \Delta S_{alrededores} \geq 0$$

donde la igualdad se cumple para los procesos reversibles y la desigualdad para los irreversibles. Observe que ΔS_{alr} designa el cambio en entropía de los alrededores durante los

procesos reversibles (S_{gen} alrededores como resultado de la ocurrencia del proceso bajo consideración. Como ningún proceso real es verdaderamente reversible, es posible concluir que alguna entropía se genera durante un proceso y por consiguiente la entropía del universo, la cual puede considerarse como un sistema aislado, está incrementándose continuamente.

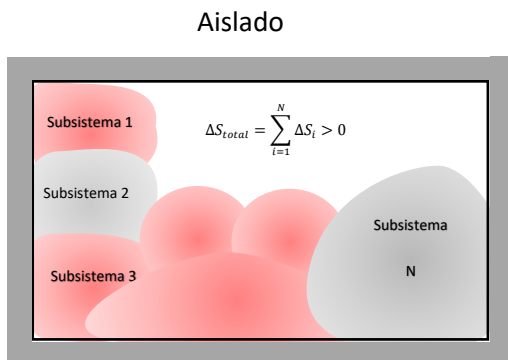


Figura 3.3.2
El cambio de entropía de un sistema aislado es la suma de los cambios de entropía de sus componentes, y nunca es menor que cero.

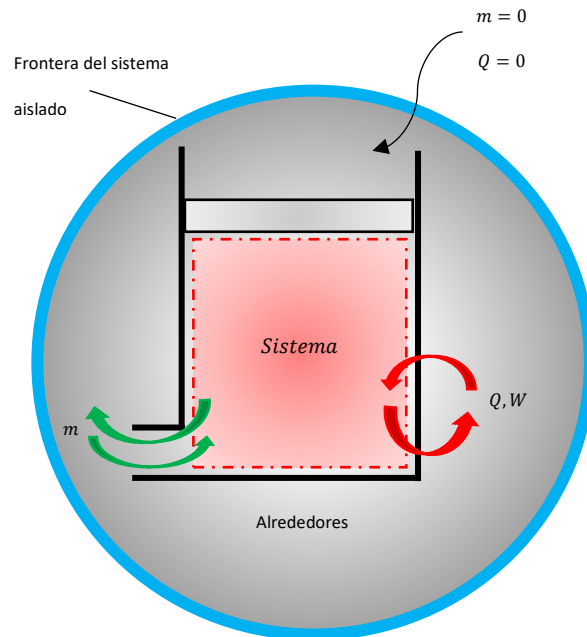


Figura 3.3.3
Un sistema y sus alrededores forman un sistema aislado.

El proceso es más irreversible entre más grande sea la entropía generada durante dicho proceso. Ninguna entropía ($S_{gen} = 0$). El incremento de entropía del universo no sólo es de importante interés para los ingenieros, también lo es para filósofos, teólogos, economistas y activistas ecológicos puesto que la entropía es visualizada como una medida de desorden (o "confusión") en el universo. El principio de incremento de entropía no implica que la de un sistema no pueda disminuir. El cambio de entropía de un sistema puede ser negativo durante un proceso (Fig. 3.3.4), pero la generación de entropía no. El principio de incremento de entropía puede resumirse como sigue:

$$S_{gen} \left\{ \begin{array}{l} > 0 \text{ proceso irreversible} \\ = 0 \text{ proceso reversible} \end{array} \right.$$

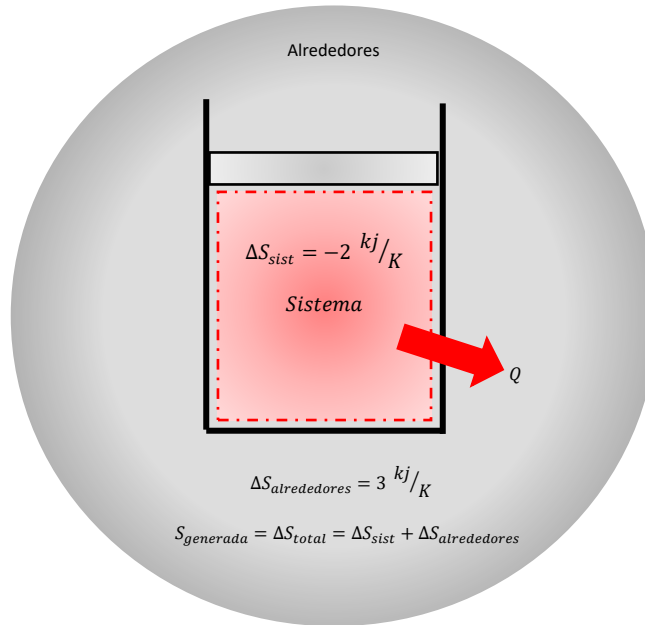


Figura 3.3.4

El cambio de entropía de un sistema puede ser negativo, pero la generación de entropía no.

Esta relación sirve como un criterio decisivo si un proceso es reversible, irreversible o imposible. Las cosas en la naturaleza tienden a cambiar hasta que logran un estado de equilibrio. El principio de incremento de entropía dicta que la entropía de un sistema aislado aumenta hasta que su entropía alcanza un valor máximo. Se dice que el sistema ha alcanzado un estado de equilibrio porque el principio de incremento de entropía en ese punto prohíbe al sistema sufrir cualquier cambio de estado que produzca una disminución en la entropía.

3.3.3 LA ENTROPÍA Y SUS CONDICIONES

A la luz de las anteriores exposiciones, se obtienen las siguientes conclusiones:

1. Los procesos sólo pueden ocurrir en una cierta dirección, no en cualquiera. Un proceso debe proceder en la dirección que obedece el principio de incremento de entropía, es decir, $S_{gen} \geq 0$. Un proceso que viola este principio es imposible. Este principio obliga a menudo a las reacciones químicas a detenerse antes de completarse.
2. La entropía es una propiedad que no se conserva, por lo tanto, no existe algo como el principio de conservación de la entropía. Ésta se conserva sólo durante el proceso reversible idealizado y se incrementa durante todos los procesos reales.
3. El desempeño de los sistemas de ingeniería es degradado por la presencia de irreversibilidades; y la generación de entropía es una medida de las magnitudes de

irreversibilidad presente durante ese proceso. A mayor magnitud de irreversibilidad, mayor generación de entropía. Por consiguiente, la generación de entropía puede usarse como una medida cuantitativa de irreversibilidad asociada al proceso, y para establecer el criterio a emplearse en el diseño de dispositivos.

3.3.4 CAMBIO DE ENTROPÍA DE SUSTANCIAS PURAS

La entropía es una propiedad, por lo tanto, el valor de la entropía de un sistema se establece una vez fijado el estado de éste. Las dos propiedades independientes intensivas fijan el estado de un sistema compresible simple, así como los valores de la entropía y otras propiedades en ese estado.

El valor de la entropía en un estado específico se determina del mismo modo que se hace para cualquier otra propiedad (Figura 3.3.5). En las regiones del líquido comprimido y de vapor sobrecalentado, los valores pueden obtenerse directa mente de las tablas de estado especificado, mientras que, para la región de la mezcla saturada, se determina a partir de

$$S = S_f + xS_{fg} \quad \left(\frac{kJ}{kg \cdot K} \right) \quad 3.12$$

donde x es la calidad, y los valores S_f , S_{fg} se listan en las tablas de saturado. En ausencia de datos para líquidos comprimidos, la entropía de éstos se aproxima por la entropía del líquido saturado a la temperatura dada:

$$S_{@T,P} \cong S_{f@T}$$

Durante un proceso, el cambio de entropía de una masa especificada m (un sistema cerrado) simplemente es

$$\Delta S = m\Delta s = m(S_2 - S_1) \quad \left(\frac{kJ}{K} \right) \quad 3.13$$

la cual es la diferencia entre los valores de entropía en los estados inicial y final. Al estudiar aspectos de la segunda ley para procesos, la entropía normalmente se usa como una coordenada en diagramas $T - s$ y $h - s$. Las características generales del diagrama $T - s$ para sustancias puras se muestra en la figura 3.3.6, en el que se usan datos para el agua.

En este diagrama, las líneas de volumen constante se precipitan más que las de presión constante, las cuales a su vez son paralelas a las de temperatura constante en la región de mezcla saturada de líquido-vapor. Asimismo, las líneas de presión constante casi coinciden con la línea de líquido saturado en la región de líquido comprimido.

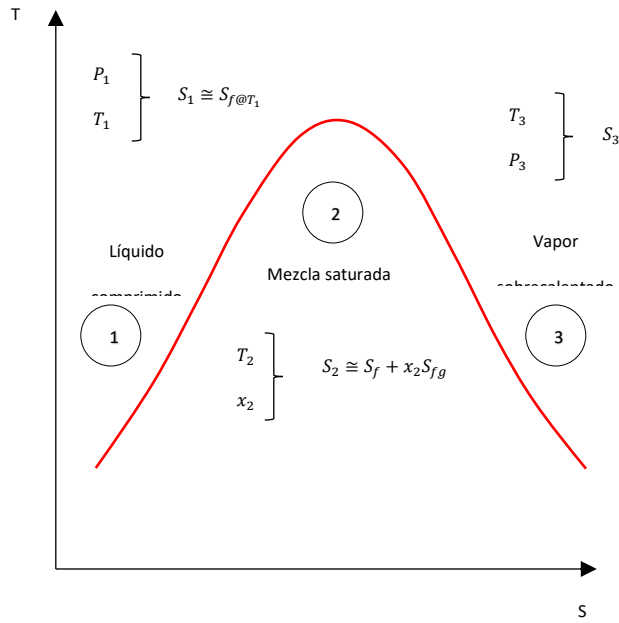


Figura 3.3.5

La entropía de una sustancia pura se determina a partir de las tablas (igual que con otras propiedades).

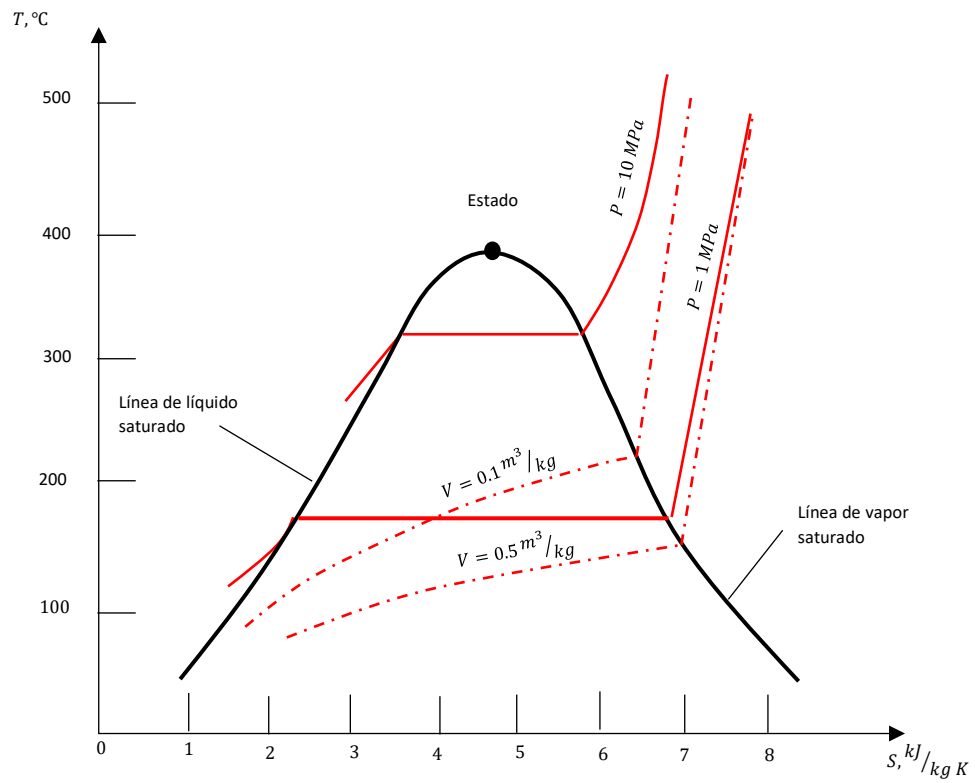
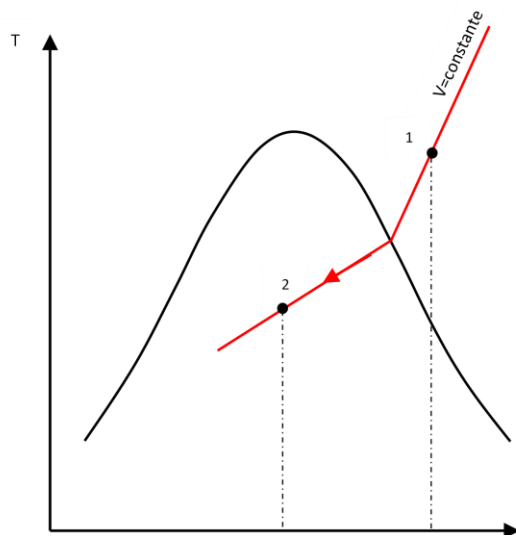
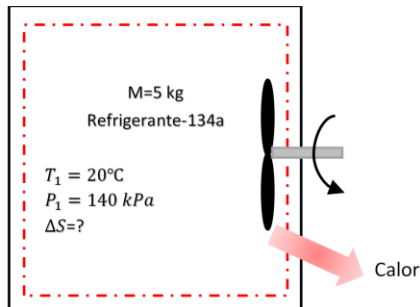


Figura 3.3.6

Esquema del diagrama T-s para el agua

EJEMPLO: Cambio de entropía de una sustancia en un recipiente en un recipiente.

Un recipiente rígido contiene inicialmente 5 kg de refrigerante 134a a 20°C y 140 kPa, la sustancia se enfría mientras es agitado hasta que su presión disminuye a 100 kPa. Determine el cambio de entropía del refrigerante durante este proceso.



Solución

El refrigerante contenido en un recipiente rígido se enfría mientras es agitado. Se determinará el cambio de entropía del refrigerante. Suposiciones El volumen del recipiente es constante, por lo tanto $V_2 = V_1$.

Análisis

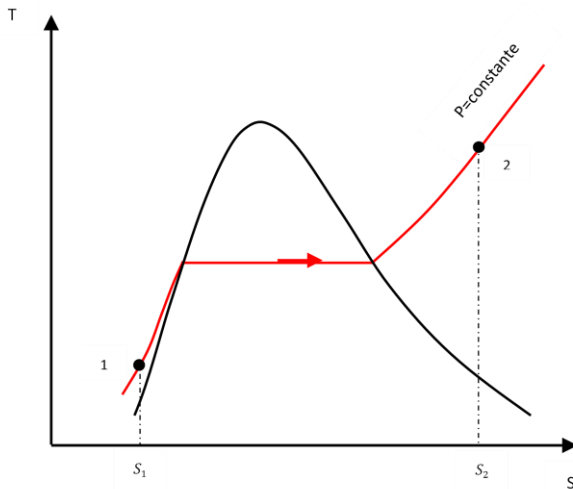
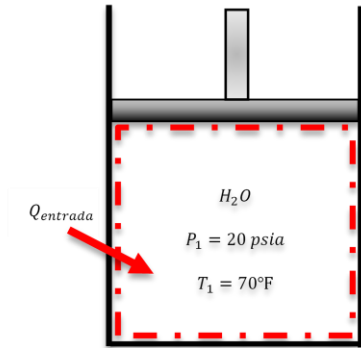
El refrigerante en el recipiente se considera como el sistema (Fig. 7-12), el cual es un sistema cerrado porque durante el proceso ninguna masa cruza su frontera. Se observa que el cambio en la entropía de una sustancia a lo largo del proceso simplemente es la diferencia entre el valor de entropía entre los estados inicial y final. El inicial está completamente especificado, por lo tanto se puede determinar el volumen específico de la sustancia.

Estado 1:	$P_1 = 140 \text{ kPa}$	$T_1 = 20^\circ\text{C}$	$S_1 = 1.0624 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$
Estado 2:	$P_2 = 100 \text{ kPa}$	$T_2 = ?$	$V_f = 0.0007259 \text{ m}^3/\text{kg}$
		$V = V_f$	$V = 0.0036295 \text{ m}^3$

En el estado final el refrigerante es una mezcla saturada de líquido y vapor, puesto que $V_f < V_2 < V_g$ a 100 kPa de presión. Por consiguiente, se necesita determinar primero la calidad:

EJEMPLO: Cambio de entropía durante un proceso a presión constante.

Inicialmente, un dispositivo de cilindro-émbolo contiene 3 lbm de agua líquida a 20 psia y 70°F. El agua está ahora caliente a una presión constante por la adición de 3 450 Btu de calor. Determine el cambio de entropía del agua durante este proceso.



Solución

Se calienta agua líquida a presión constante en un dispositivo de cilindro-émbolo. Se determinará el cambio de entropía del agua.

Suposiciones

1. El recipiente es estacionario y por lo tanto los cambios de energía cinéticos y potenciales son cero, $KE = PE = 0$.
2. El proceso está en cuasiequilibrio.
3. La presión permanece constante durante el proceso y por lo tanto $P_2 = P_1$.
Análisis Se toma al agua contenida en el cilindro como el sistema (Fig. 7-13), el cual es un sistema cerrado porque durante el proceso ninguna masa cruza sus fronteras. Se observa que un dispositivo de cilindro-émbolo involucra una frontera móvil, y por lo tanto también un trabajo de frontera W_b . También, se transfiere calor al sistema. En el estado inicial, el agua existe como un líquido comprimido porque su presión es mayor que la saturación de 0.3632 psia a 70°F. Si se supone al líquido comprimido como un líquido saturado a la temperatura dada, las propiedades en el estado inicial son

$$\left. \begin{array}{l} \text{Estado 1:} \\ P_1 = 20 \text{ psia} \end{array} \right\} \begin{array}{l} S_1 \cong S_f @ 70^\circ\text{F} = 0.07459 \text{ Btu/lbm} \cdot R \\ h_1 \cong h_f @ 70^\circ\text{F} = 38.08 \text{ Btu/lbm} \end{array}$$

$$E_{\text{ent}} - E_{\text{sal}} = \Delta E_{\text{sist}}$$

$$Q_{\text{ent}} - W_b = \Delta u$$

$$Q_{\text{ent}} = \Delta H = m(h_2 - h_1)$$

$$3450 \text{ Btu} = (3.0 \text{ lbm})(h_2 - 38.08 \text{ Btu/lbm})$$

$$h_2 = 1188.1 \text{ Btu/lbm}$$

Como $\Delta U + W_b = \Delta H$ para un proceso en cuasiequilibrio a presión constante, entonces:

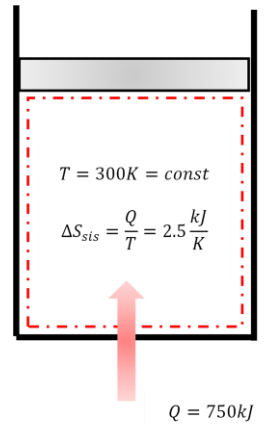
$$\left. \begin{array}{l} \text{Estado 2:} \\ P_2 = 20 \text{ psia} \end{array} \right\} \begin{array}{l} S_2 = 0.17761 \text{ Btu/lbm} \cdot R \\ \text{(Tabla A.6E por interpolación)} \end{array}$$

Por consiguiente, el cambio de entropía del agua durante este proceso es

$$\begin{aligned} \Delta S &= m(S_2 - S_1) = (3.0 \text{ kg})(1.7761 - 0.07459) \text{ Btu/lbm} \cdot R \\ &= 5.105 \text{ Btu/R} \end{aligned}$$

EJEMPLO: Cambio de entropía durante un proceso isotérmico

Un dispositivo compuesto por cilindro-émbolo contiene una mezcla de líquido y vapor de agua a 300 K. Durante un proceso a presión constante se transfieren al agua 750 kJ de calor. Como resultado, la parte líquida en el cilindro se vaporiza. Determine el cambio de entropía del agua durante este proceso



Análisis Se considera como sistema la totalidad del agua (líquido vapor) dentro del cilindro (Fig. 7-4). Se trata de un sistema cerrado puesto que ninguna masa atraviesa la frontera del sistema durante el proceso.

Se observa que la temperatura del sistema permanece constante a 300 K durante este proceso porque la temperatura de una sustancia pura permanece constante en el valor de saturación durante un proceso de cambio de fase a presión constante. El sistema experimenta un proceso isotérmico internamente reversible, y así su cambio en la entropía puede determinarse directamente de la ecuación 7-6

$$\Delta S_{\text{sis, isotérmico}} = \frac{Q}{T_0} = \frac{750 \text{ kJ}}{300 \text{ K}} = 2.5 \frac{\text{kJ}}{\text{K}}$$

Como se esperaba, el cambio de entropía del sistema es positivo, porque la transferencia de calor es hacia el sistema.

3.3.5 PROCESOS ISENTRÓPICOS

La entropía de una masa fija puede cambiarse por la transferencia de calor y las irreversibilidades; entonces, la entropía de una masa fija no cambia durante un proceso que es internamente reversible y adiabático (Fig. 3.3.7). Un proceso en el que la entropía se mantiene constante es un proceso isentrópico, el cual se caracteriza por

$$\text{Proceso isentrópico:} \quad \Delta S = 0, \quad S_2 = S_1 \quad \left(\frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right)$$

Es decir, una sustancia tendrá el mismo valor de entropía tanto al final del proceso como al inicio si el proceso se lleva a cabo de una manera isentrópica.

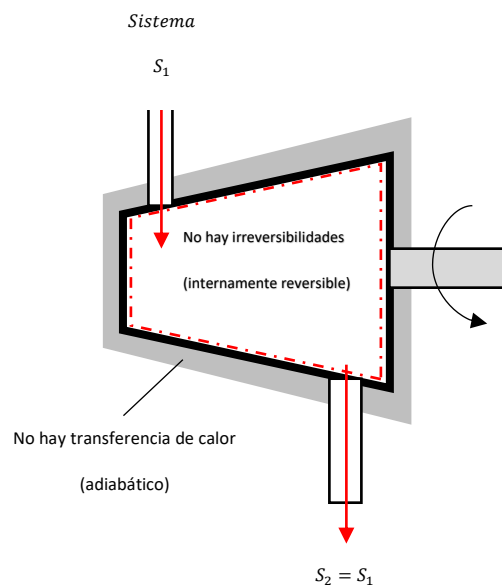
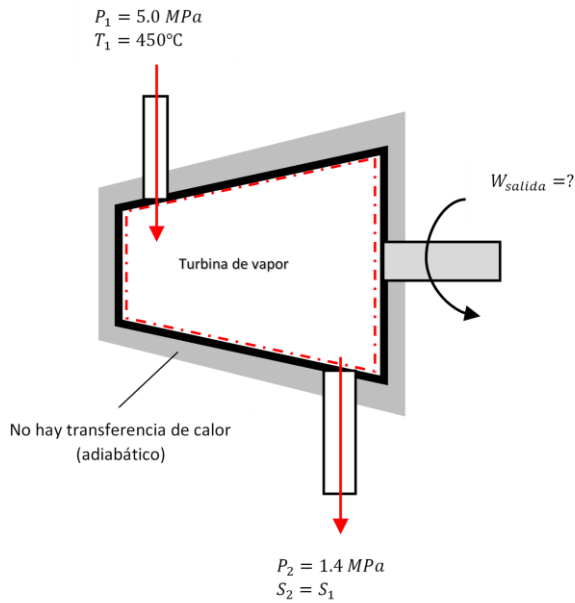
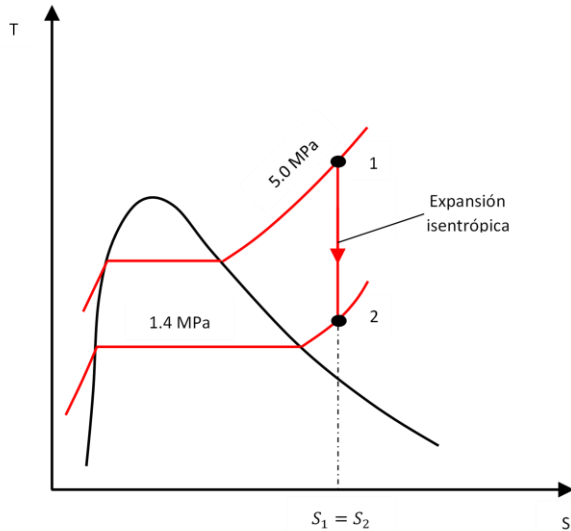


Figura 3.3.7
Durante un proceso adiabático internamente reversible (isentrópico), la entropía permanece constante.

Es importante reconocer que un proceso adiabático reversible necesariamente es isentrópico $S_2 = S_1$, pero uno isentrópico no es necesariamente un proceso adiabático reversible (por ejemplo, el incremento de entropía de una sustancia durante un proceso, como resultado de irreversibilidades, puede compensarse con una disminución en la entropía como resultado de las pérdidas de calor). Sin embargo, el término proceso isentrópico se usa habitualmente en termodinámica para referirse a un proceso adiabático internamente reversible.

EJEMPLO: Expansión isentrópica de vapor en una turbina

En una turbina adiabática entra vapor a 5 MPa y 450°C; y sale a una presión de 1.4 MPa. Determine el trabajo de salida de la turbina por unidad de masa de vapor si el proceso es reversible.



Solución De una manera reversible, el vapor se expande en una turbina adiabática a una presión especificada. Se determinará el trabajo de salida de la turbina.

Suposiciones

1. Éste es un proceso de flujo estable porque no hay cambio con respecto al tiempo en cualquier punto, por lo tanto $\Delta m_{cv} = 0$, $\Delta E_{cv} = 0$ y $\Delta S_{cv} = 0$.
2. El proceso es reversible.
- 3 Las energías cinética y potencial son insignificantes.
- 4 La turbina es adiabática, por lo tanto, no hay transferencia de calor.

Análisis:

Se toma la turbina como el sistema (Fig. 7-15), el cual es un volumen de control porque la masa cruza las fronteras del sistema durante el proceso. Se observa que sólo hay una entrada y una salida, por lo tanto $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$

La potencia de salida de la turbina es determinada a partir de la tasa del balance de energía,

$$E_{entrada} - E_{salida} = \frac{dE_{sistema}}{dt} = 0$$

$$\dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida}$$

$$\dot{m}h_1 = \dot{W}_{salida} + \dot{m}h_2$$

$$\dot{W}_{salida} = \dot{m}(h_1 - h_2)$$

El estado a la entrada está completamente especificado, ya que se dan dos propiedades, pero sólo una de éstas (la presión) se da en el estado final y es necesario una más para fijar el estado. La segunda propiedad se obtiene al observar que el proceso es reversible y adiabático, y por lo tanto isentrópico. Así que $S_1 = S_2$, y

Estado 1:	$\left\{ \begin{array}{l} h_1 = 3317.2 \text{ KJ/kg} \\ S_1 = 6.8210 \text{ KJ/ka} \cdot K \end{array} \right.$
$P_1 = 5.0 \text{ MPa}$	
Estado 2:	$\left\{ \begin{array}{l} h_2 = 2967.4 \text{ KJ/kg} \\ S_2 = 6.8210 \text{ KJ/ka} \cdot K \end{array} \right.$
$P_2 = 1.4 \text{ MPa}$	

Entonces, el trabajo de salida de la turbina por unidad de masa de vapor se convierte en

$$W_{salida} = (3317.2 - 2967.4) = 349.8 \text{ KJ/kg}$$

3.3.6 DIAGRAMAS DE PROPIEDADES QUE INVOLUCRAN A LA ENTROPÍA

Los diagramas de propiedad proporcionan gran ayuda visual en el análisis termodinámico de los procesos. En los capítulos anteriores hemos usado extensivamente diagramas P-v y T-v junto con la primera ley de la termodinámica. Para el análisis de la segunda ley es muy útil trazar los procesos en diagramas en los que una de las coordenadas es la entropía. Los dos diagramas normalmente usados en este tipo de análisis son los diagramas de temperatura-entropía y entalpía-entropía. Retome la ecuación que define la entropía (Ec. 7-4), la cual puede reestructurarse como

$$\delta Q_{int,rev} = T dS \quad (kJ) \quad 3.14$$

Como se muestra en la figura 3.3.8, $\delta Q_{int,rev}$, corresponde a un área diferencial en el diagrama T-s.

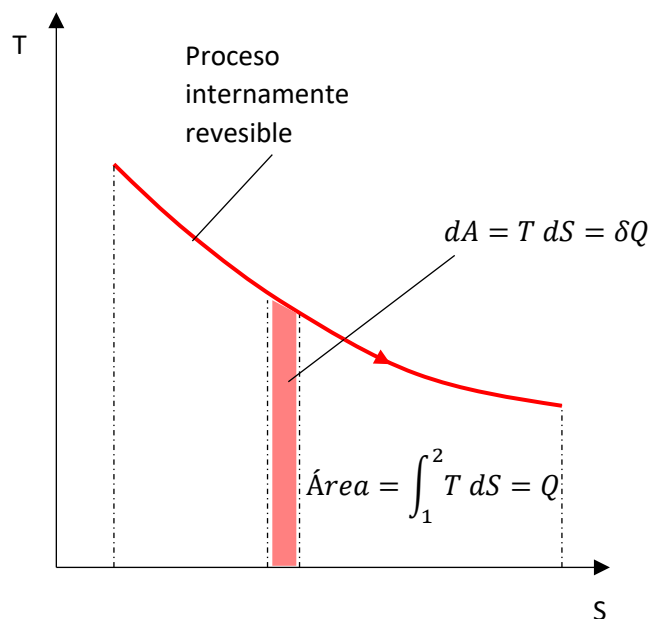


Figura 3.3.8
En un diagrama T-S, el área bajo la curva representa la transferencia de calor para un proceso internamente reversible.

La transferencia total de calor durante un proceso internamente reversible es determinada por la siguiente integración

$$Q_{int,rev} = \int_1^2 T dS \quad (kJ) \quad 3.15$$

que corresponde al área bajo la curva del proceso en un diagrama $T - S$. Por consiguiente, se concluye que el área bajo la curva del proceso en un diagrama $T - S$ representa la transferencia de calor durante un proceso internamente reversible. Esto es algo análogo al

trabajo de frontera reversible que se representa por el área bajo la curva del proceso en un diagrama $P - V$. Observe que dicha área representa la transferencia de calor para procesos que son internamente (o totalmente) reversibles. Esta área no tiene ningún significado para los procesos irreversibles. Las ecuaciones 3-14 y 7-15 también pueden expresarse por unidad de masa como

$$\delta q_{int,rev} = T dS \quad \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 3.16$$

$$q_{int,rev} = \int_1^2 T dS \quad \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 3.17$$

Para resolver las integrales en las ecuaciones 7-15 y 7-17 se necesita saber la relación entre T y s durante un proceso. Un caso especial en el cual éstas pueden solucionarse fácilmente es el proceso isotérmico internamente reversible, del que se obtiene

$$Q_{int,rev} = \int_1^2 T_0 dS \quad (kJ) \quad 3.18$$

$$\delta q_{int,rev} = T_0 dS \quad \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 3.19$$

donde T_0 es la temperatura constante y ΔS es el cambio de entropía del sistema durante el proceso. Un proceso isentrópico en un diagrama $T-s$ se reconoce fácilmente como un segmento de línea vertical, porque un proceso de este tipo no incluye transferencia de calor y por consiguiente el área bajo la trayectoria del proceso debe ser cero (Fig. 3.3.9).

El diagrama $T-s$ es una valiosa herramienta para visualizar los aspectos de la segunda ley para procesos y ciclos, por lo que se usa frecuentemente en termodinámica. El diagrama $T-s$ del agua se da en el apéndice en la figura A-9.

Otro diagrama muy usado en ingeniería es el de entalpía-entropía, bastante valioso en el análisis de dispositivos de flujo estable como turbinas, compresores y toberas. Las coordenadas de un diagrama $h-s$ representan dos propiedades de primordial interés: entalpía, una propiedad primaria en el análisis de la primera ley de los dispositivos de flujo estable, y entropía, propiedad que explica las irreversibilidades durante los procesos adiabáticos. Al analizar el flujo estable de vapor a través de una turbina adiabática, por ejemplo, la distancia vertical entre los estados a la entrada y a la salida Δh es una medida

del trabajo de salida de la turbina, mientras que la distancia horizontal Δs es una medida de las irreversibilidades asociadas con el proceso (Fig. 3.3.10).

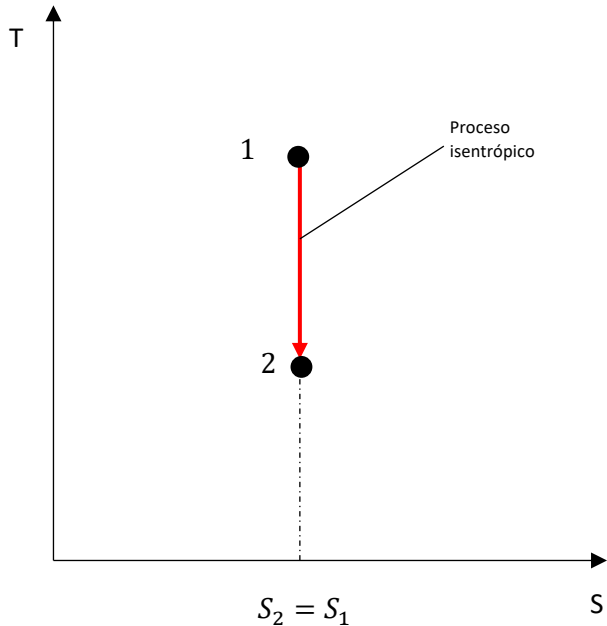


Figura 3.3.9
En un diagrama T-s, el proceso isentrópico aparece como un segmento de la línea vertical.

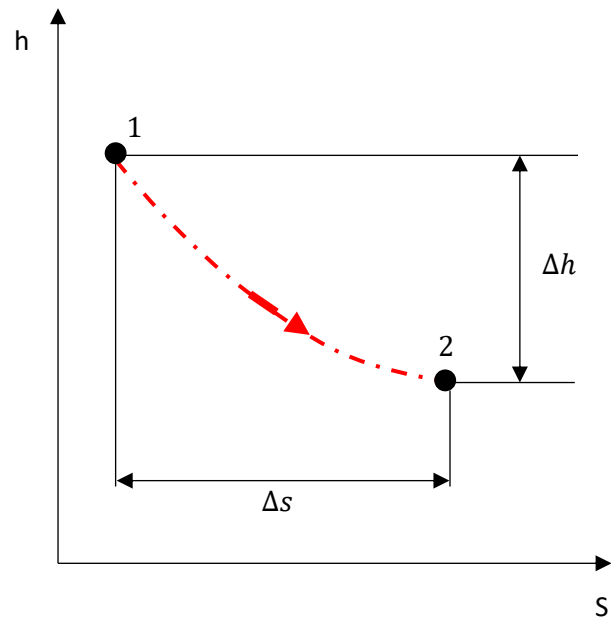


Figura 3.3.10
Para los dispositivos de flujo adiabático estable, la distancia vertical Δh en un diagrama h-s es una medida de trabajo y la distancia horizontal Δs es una medida para irreversibilidades.

3.4 ECUACIONES DE ESTADO, DIAGRAMAS Y TABLAS TERMODINAMICAS

3.4.1 REPRESENTACION DE PROCESOS $T - v$, $P - v$, $P - v - T$

Las variaciones que experimentan las propiedades durante los procesos de cambio de fase se comprenden mejor con la ayuda de diagramas de propiedades. A continuación, se construyen y analizan los diagramas $T - v$, $P - v$ y $P - T$ para sustancias puras.

3.4.2 DIAGRAMA $T - v$

El proceso de cambio de fase del agua a una presión de 1 atm se describió con detalle en la última sección y en la figura 3.4.1 se graficó con un diagrama $T - v$. Ahora se repite este proceso a diferentes presiones para elaborar el diagrama $T - v$. Se colocan pesas sobre el pistón hasta que la presión dentro del cilindro alcanza 1 MPa, presión a la que el agua tendrá un volumen específico un poco más pequeño al que tenía cuando la presión era de 1 atm.

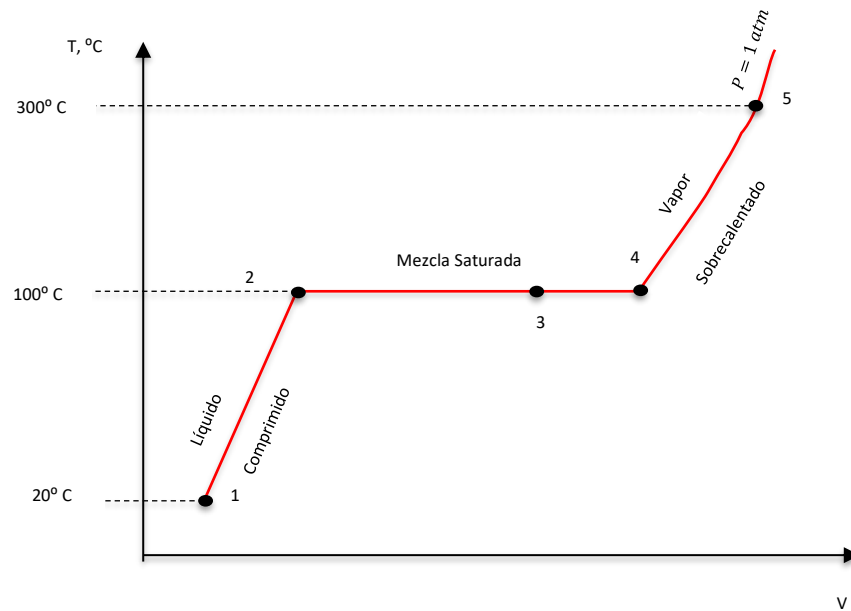


Figura 3.4.1
Diagrama T-v para el proceso de calentamiento del agua a presión constante.

A medida que se transfiere calor al agua bajo esta nueva presión, el proceso seguirá una trayectoria muy similar a la del proceso realizado con presión de 1 atm, como se muestra en la figura 3.4.2, aunque hay algunas diferencias notables: primero, a 1 MPa el agua hervirá a una temperatura mucho más alta (179.9°C), y segundo, el volumen específico del líquido saturado es más grande y el del vapor saturado más pequeño que los valores correspondientes bajo la presión de 1 atm. Es decir, la línea horizontal que conecta los estados de líquido y vapor saturados es más corta.

La temperatura, la presión y el volumen específico de una sustancia en el punto crítico se denominan, respectivamente, temperatura crítica T_{cr} , presión crítica P_{cr} y volumen específico crítico V_{cr} . Para el agua, las propiedades del punto crítico son $P_{cr} = 22.06 \text{ MPa}$, $T_{cr} = 373.95^{\circ}\text{C}$ y $v_{cr} = 0.003106 \text{ m}^3/\text{kg}$.

Para el caso del agua, a medida que aumenta la presión, esta línea de saturación se acorta y se convierte en un punto cuando la presión alcanza el valor de 22.06 MPa.

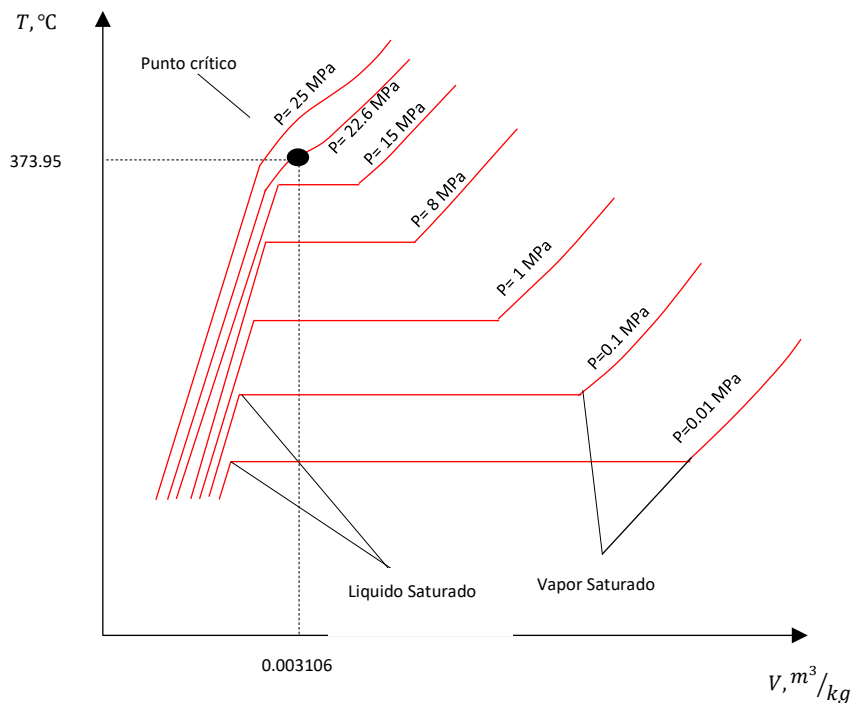


Figura 3.4.2

Diagrama T-v de procesos de cambio de fase a presión constante de una sustancia pura a diferentes presiones (los valores numéricos son para el agua).

Este punto se llama punto crítico y se define como el punto en el que los estados de líquido saturado y de vapor saturado son idénticos. A presiones superiores a la presión crítica no hay un proceso distinto de cambio de fase (Figura 3.4.3), pero el volumen específico de la sustancia aumenta de forma continua y en todo momento sólo hay una fase presente. Al final se asemeja al vapor, pero no se podrá decir cuándo ocurrió el cambio.

Arriba del estado crítico no hay una línea que separe las regiones de líquido comprimido y vapor sobrecalentado, pero es común llamar a la sustancia vapor sobrecalentado a temperaturas mayores a la crítica y líquido comprimido cuando está abajo de ésta. Los estados de líquido saturado que se presentan en la figura 3.4.3 pueden conectarse mediante una línea llamada línea de líquido saturado, y los de vapor saturado mediante la línea de vapor saturado. Estas dos líneas se unen en el punto crítico formando un domo (Figura 3.4.4), mientras todos los estados de líquido comprimido se localizan en la región a la izquierda de la línea de líquido saturado, conocida como región de líquido comprimido, y los de vapor sobrecalentado se encuentran a la derecha de la línea de vapor saturado, en la región de vapor sobrecalentado. En estas dos regiones la sustancia existe en una sola

fase, líquida o vapor. Todos los estados que abarcan ambas fases en equilibrio se localizan bajo el domo, en la llamada región de mezcla saturada de líquido-vapor o región húmeda.

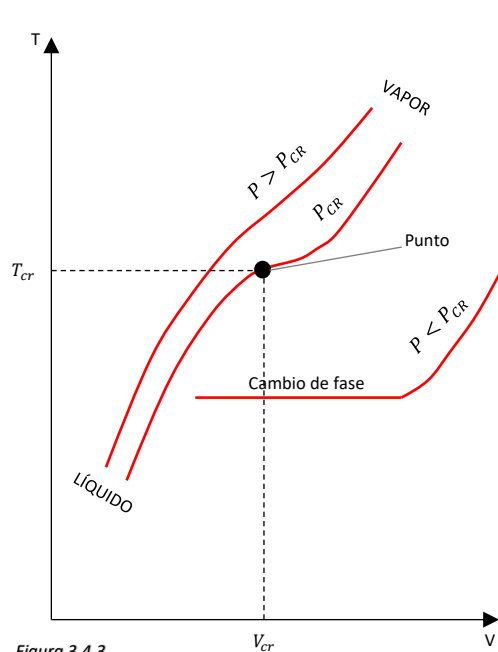


Figura 3.4.3
A presiones supercríticas ($P > P_{cr}$), no hay proceso definido de cambio de fase (ebullición).

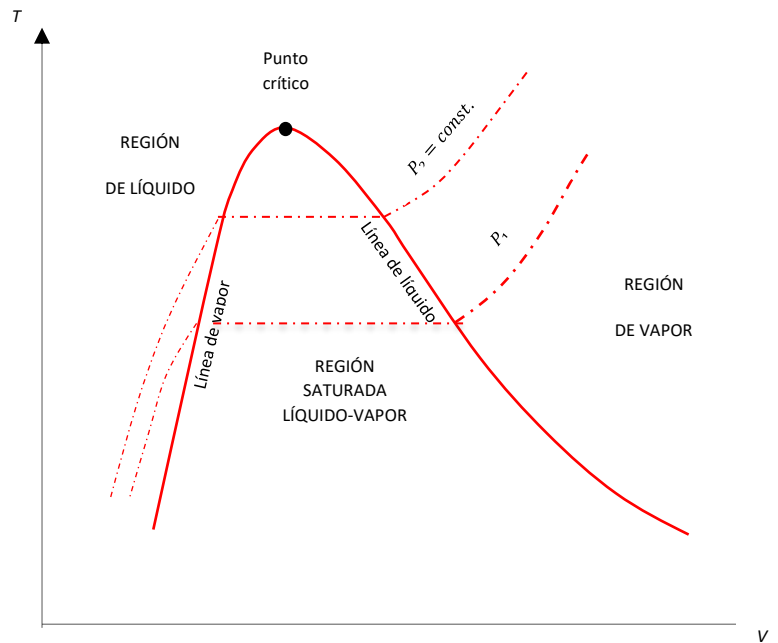


Figura 3.4.4
Diagrama T - v de una sustancia pura.

3.4.3 Diagrama $P - v$

Línea de vapor saturado figura 3.4.5, diagrama $T - v$ de una sustancia pura. La forma general del diagrama $P - v$ de una sustancia pura es similar a la del diagrama $T - v$, pero T líneas constantes en este diagrama presentan una tendencia hacia abajo, como se ilustra en la figura 2.6.5.

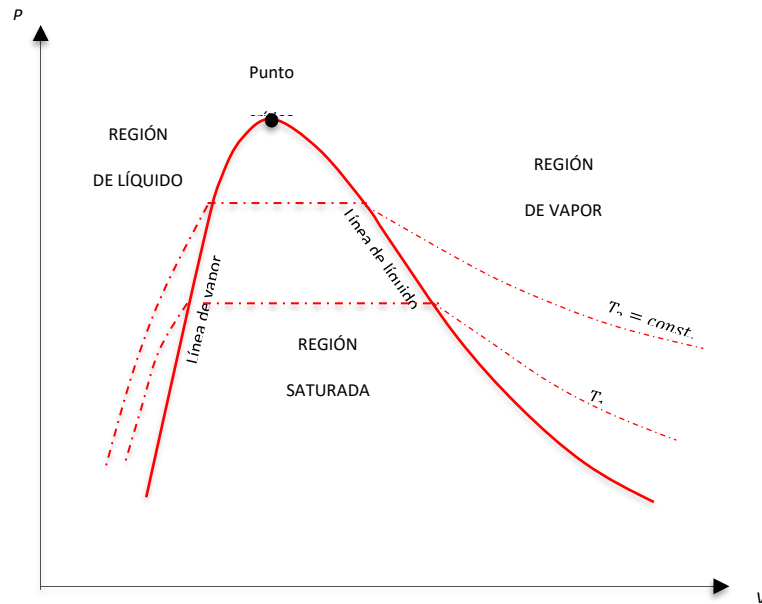


Figura 3.4.5
Diagrama P-v de una sustancia pura.

Considere una vez más un dispositivo de cilindro-émbolo que contiene agua líquida a 1 MPa y 150°C. En este estado, el agua existe como un líquido comprimido. Se eliminan una por una las pesas de la parte superior del émbolo, de manera que la presión dentro del cilindro disminuya poco a poco (Figura 3.4.6) y se permite que el agua intercambie calor con los alrededores, de modo que su temperatura permanezca constante.

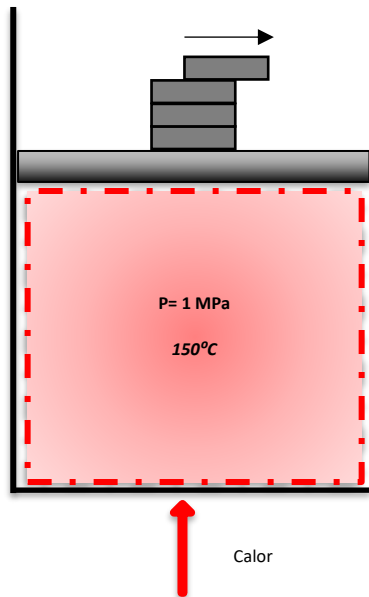


Figura 3.4.6
La presión de un dispositivo de cilindro-émbolo se puede disminuir al reducir el peso del émbolo.

A medida que disminuye la presión, el volumen del agua aumenta un poco, y cuando la presión alcanza el valor de saturación (0.4762 MPa) a la temperatura especificada el agua comienza a hervir. Durante este proceso de evaporación, tanto la temperatura como la presión permanecen constantes, pero el volumen específico aumenta. Una vez que se evapora la última gota de líquido, la reducción adicional en la presión produce otro aumento en el volumen específico. Observe que durante el proceso de cambio de fase no se quitó ninguna de las pesas; si así se hiciera la presión disminuiría y en consecuencia también lo haría la temperatura [puesto que $T_{sat} = f(P_{sat})$], por lo que el proceso ya no sería isotérmico. Cuando el proceso se repite para otras temperaturas, se obtienen trayectorias similares para los procesos de cambio de fase. Al conectar mediante una curva los estados de líquido saturado y vapor saturado, se obtiene el diagrama $P - v$ de una sustancia pura, como ilustra la figura 3.4.5.

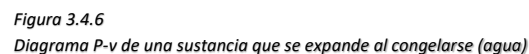
3.4.4 AMPLIACIÓN DE LOS DIAGRAMAS PARA INCLUIR LA FASE SÓLIDA

Los dos diagramas de equilibrio desarrollados hasta ahora representan esta dos de equilibrio en los que sólo están presentes las fases líquidas y de vapor. Sin embargo, es posible ampliar estos diagramas para incluir a la sólida, así como a las regiones de saturación sólido-líquido y sólido-vapor. Los principios básicos analizados junto con el proceso de cambio de fase líquido-vapor se aplican del mismo modo a los de sólido-líquido y sólido-vapor.

La mayor parte de las sustancias se contraen durante un proceso de solidificación (es decir, congelación), pero otras, como el agua, se expanden cuando se congelan. Los diagramas $P - v$ para los dos grupos de sustancias se muestran en las figuras 3.4.5 y 3.4.6, y ambos diagramas difieren sólo en la región de saturación sólido-líquido.

Los diagramas $T - v$ se ven muy similares a los diagramas $P - v$, en especial para sustancias que se contraen cuando se congelan.

El hecho de que el agua se expanda al congelarse tiene consecuencias vitales en la naturaleza: si se contrajera cuando se congela, como sucede con la mayor parte de las sustancias, el hielo formado sería más pesado que el agua líquida y se asentaría en el fondo de ríos, lagos u océanos, en lugar de flotar en la superficie. Los rayos del Sol nunca alcanzarían estas capas de hielo y los fondos de muchos ríos, lagos y océanos se cubrirían con hielo casi todo el tiempo, lo cual afectaría seriamente la vida marina. Dos fases que



En los diagramas $P - v$ o $T - v$, estos estados de tres fases forman una línea llamada línea triple. Los estados que se hallan sobre la línea triple de una sustancia tienen la misma presión y temperatura, pero diferentes volúmenes específicos. Dicha línea aparece como un punto sobre los diagramas $P - T$; por lo tanto, se denomina punto triple. Para el agua, la temperatura y presión del punto triple son 0.01°C y 0.6117 kPa , respectivamente. Es decir, las tres fases del agua existirán en equilibrio sólo si la temperatura y la presión tienen precisamente estos valores. Ninguna sustancia puede existir en la fase líquida en equilibrio estable a presiones menores que la del punto triple. Lo mismo sucede con la temperatura de sustancias que se contraen al congelarse. Sin embargo, las sustancias que se hayan a altas presiones existen en la fase líquida a temperaturas menores que la del punto triple; como el agua, que no puede existir en forma líquida en equilibrio a presión atmosférica y temperaturas inferiores a 0°C , pero existe como un líquido a 20°C y 200 MPa de presión. Además, el hielo existe en siete diferentes fases sólidas a presiones superiores a 100 MPa . Hay dos maneras en que una sustancia puede pasar de la fase sólida a la de vapor, ya sea que se funda primero en un líquido y después se evapore, o que se evapore directamente sin haberse fundido previamente. El último caso ocurre a presiones inferiores al valor del

punto triple, ya que una sustancia pura no puede existir en la fase líquida a esas presiones (Figura 3.4.8).

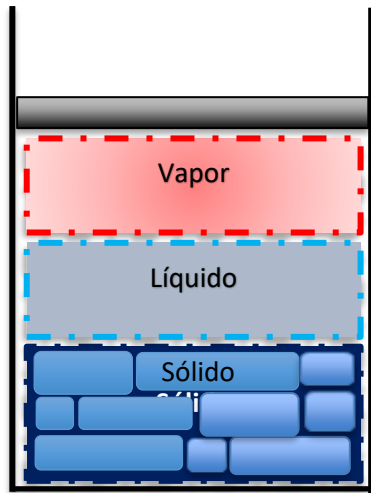


Figura 3.4.7
A la presión y temperatura del punto triple, una sustancia existe en tres fases en equilibrio.

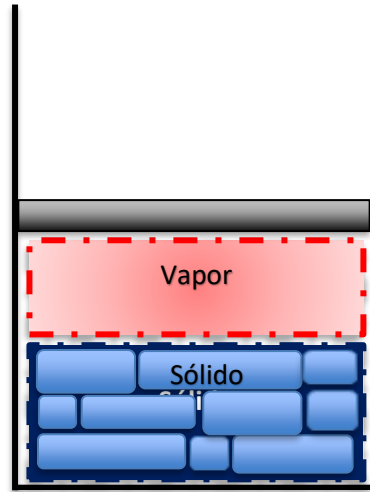


Figura 3.4.8
A presiones bajas (inferiores al valor del punto triple), los sólidos se evaporan sin fundirse primero (sublimación).

El paso directo de la fase sólida a la de vapor se denomina sublimación. Para sustancias que tienen una presión de punto triple superior a la presión atmosférica, como el CO₂ sólido (hielo seco), la sublimación es la única manera de cambiar de la fase sólida a la de vapor en condiciones atmosféricas.

3.4.5 DIAGRAMA $P - T$

En la figura 3.4.9 se ilustra el diagrama $P - T$ de una sustancia pura, el cual se conoce como diagrama de fase porque las tres fases están separadas entre sí por tres líneas: la de sublimación separa las regiones sólidas y de vapor, la de evaporación divide las regiones líquidas y de vapor, y la de fusión separa las regiones sólida y líquida.

Estas tres líneas convergen en el punto triple, donde las tres fases coexisten en equilibrio. La línea de evaporación finaliza en el punto crítico porque arriba de éste no es posible distinguir las fases líquida y de vapor. Las sustancias que se expanden y contraen al congelarse difieren sólo en la línea de fusión en el diagrama $P - T$.

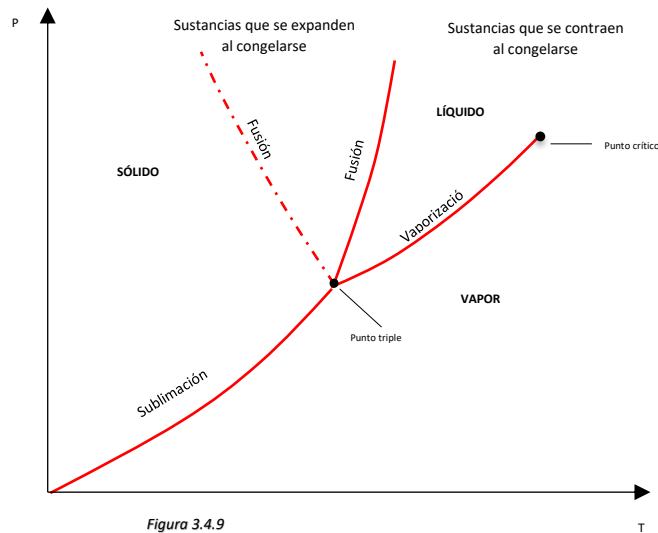


Figura 3.4.9
Diagrama P-T de sustancias puras.

3.4.6 SUPERFICIE $P - V - T$

El estado de una sustancia compresible simple se determina mediante cual quiera de dos propiedades intensivas independientes: una vez que se han fijado las dos propiedades, todas las demás se vuelven dependientes. Como cualquier ecuación con dos variables independientes en la forma $z = z(x, y)$ representa una superficie en el espacio, es posible representar el comportamiento $P - v - T$ de una sustancia como una superficie en el espacio, como se muestra en las figuras 3.4.10 y 3.4.11, en las que T y v podrían considerarse como las variables independientes (la base) y P la variable dependiente (la altura).

Todos los puntos sobre la superficie representan estados de equilibrio. La totalidad de los estados a lo largo de la trayectoria de un proceso de cuasiequilibrio yacen sobre la superficie $P - v - T$, ya que tal proceso debe pasar por estados de equilibrio. Las regiones de una sola fase aparecen como superficies curvas sobre la superficie $P - v - T$, mientras que las de dos como superficies perpendiculares al plano $P - T$. Esto es de esperarse porque las proyecciones de las regiones de dos fases sobre el plano $P - T$ son líneas. Todos de los diagramas bidimensionales expuestos hasta ahora son proyecciones de esta superficie tridimensional sobre los planos apropiados.

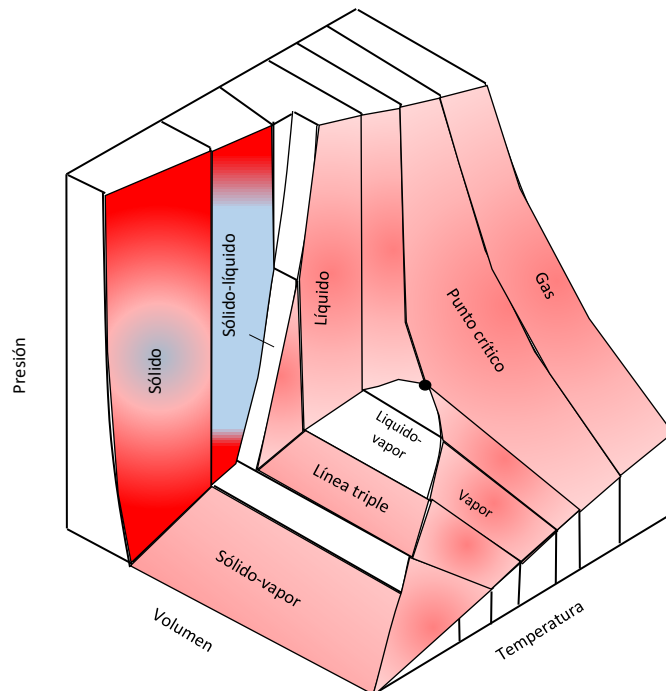


Figura 3.4.10
Superficie P-v-T de una sustancia que se contrae al congelarse.

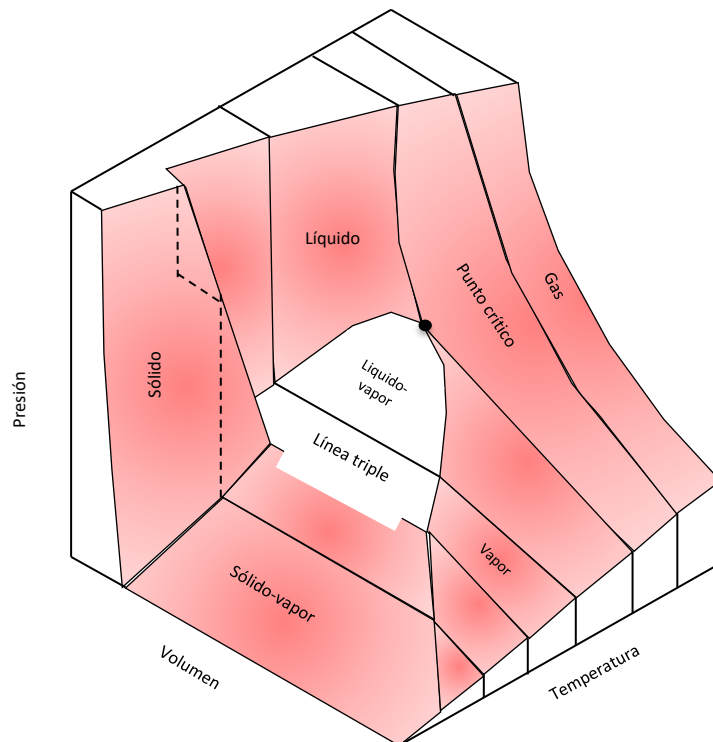


Figura 3.4.11
Superficie P-v-T de una sustancia que se expande al congelarse.

Un diagrama $P - v$ es sólo una proyección de la superficie $P - v - T$ sobre el plano $P - v$, mientras que el diagrama $T - v$ es una proyección vista desde arriba de esta superficie. Las superficies $P - v - T$ presentan de inmediato una gran cantidad de información, pero en un análisis termodinámico es más conveniente trabajar con diagramas bidimensionales, como los diagramas $P - v$ y $T - v$.

3.4.7 TABLA DE PROPIEDADES TERMODINAMICAS

Para la mayor parte de las sustancias, las relaciones entre propiedades termodinámicas son demasiado complejas para expresarse por medio de ecuaciones simples; por lo tanto, las propiedades suelen presentarse en forma de tablas. Algunas propiedades termodinámicas se miden con facilidad, pero otras no y deben calcularse a través de las relaciones que mantienen propiedades medibles. Los resultados de estas mediciones y cálculos se presentan en tablas con un formato conveniente. En el siguiente análisis se utilizan tablas de vapor para mostrar el uso de tablas de propiedades termodinámicas. Para otras sustancias, las tablas de propiedades se utilizan de la misma manera. Para cada sustancia las propiedades termodinámicas se listan en más de una tabla, ya que se prepara una para cada región de interés, como las de vapor sobrecalentado, de líquido comprimido y de saturación (mezcla). Estas tablas se presentan en el apéndice del libro, tanto en unidades del SI como inglesas. Las que están en unidades inglesas tienen el mismo número que las correspondientes en el SI, seguidas de un identificador E. Las tablas A-6 y A-6E, por ejemplo, contienen las propiedades del vapor de agua sobrecalentado, la primera en unidades del SI y la segunda en inglesas. Antes de iniciar la exposición de las tablas es conveniente definir una nueva propiedad llamada entalpía.

3.4.8 ESTADOS DE LÍQUIDO SATURADO Y DE VAPOR SATURADO

Las propiedades de líquido saturado y de vapor saturado para el agua se enumeran en las tablas A-4 y A-5 que se encuentran en el anexo, las cuales proporcionan la misma información pero con una única diferencia: en la A-4 las propiedades se enumeran a partir de la temperatura y en la A-5 por la presión.

En consecuencia, es más conveniente utilizar la A-4 cuando se tiene la temperatura y la A-5 cuando se tiene la presión. El uso de la tabla A-4 se ilustra en la figura 3.4.12. El subíndice f se emplea para denotar propiedades de un líquido saturado y el subíndice g para expresar las propiedades de vapor saturado. Estos símbolos son de uso común en termodinámica y

proviene del alemán. Otro subíndice común es fg , el cual denota la diferencia entre los valores de vapor saturado y líquido saturado de la misma propiedad. Por ejemplo

$V_f = \text{Volumen específico del líquido saturado}$

$V_g = \text{Volumen específico del vapor saturado}$

$V_{fg} = \text{Diferencia entre } V_f \text{ y } V_g, \text{ es decir } (V_{fg} = V_g - V_f)$

La cantidad V_{fg} es el volumen específico de vaporización y representa la cantidad de energía necesaria para evaporar una masa unitaria de líquido saturado a una temperatura o presión determinadas. Disminuye cuando aumenta la temperatura o la presión y se vuelve cero en el punto crítico.

Encontrar el volumen específico de vaporización V_{fg} de la tabla termodinámica a 20 °C.

$$V_{fg} = V_f - V_g$$

$$V_{fg} = 0.035969 - 0.0008161$$

$$V_{fg} = 0.0367851$$

Temp., T °C	Pres. sat., P_{sat} kPa	Volumen específico, m^3/kg	
		Líqu. sat., v_f	Vapor sat., v_g
20	572.07	0.0008161	0.035969
22	608.27	0.0008210	0.033828
24	646.18	0.0008261	0.031834
26	685.84	0.0008313	0.029976
28	727.31	0.0008366	0.028242

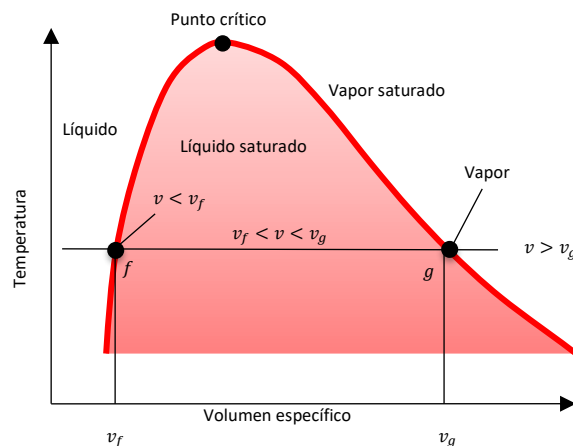


Figura 3.4.12

Diagrama T-v para agua utilizado para la ubicación de estados de los volúmenes específicos en las tablas.

3.4.9 INTERPOLACION DE PROPIEDADES TERMODINAMICAS

Los estados encontrados al resolver problemas a menudo no coinciden exactamente con la cuadrícula de valores proporcionada por las tablas de propiedades. Por lo tanto, es necesaria la interpolación entre entradas adyacentes de la tabla. Siempre se debe tener cuidado al interpolar los valores de la tabla. Las tablas proporcionadas en el Apéndice se extraen de tablas más extensas, configuradas para que la interpolación lineal, ilustrada en el siguiente ejemplo, pueda utilizarse con una precisión aceptable. Se asume que la interpolación lineal sigue siendo válida al utilizar las tablas abreviadas del texto para los ejemplos resueltos y los problemas al final del capítulo.

Determinemos el volumen específico de vapor de agua en un estado donde $p = 10 \text{ bar}$ y $T = 215^\circ\text{C}$. La figura 2.3.3 muestra una muestra de datos de la tabla A-4. A una presión de 10 bar , la temperatura especificada de 215°C se encuentra entre los valores de la tabla de 200 y 240°C , que se muestran en negrita. Los valores correspondientes del volumen específico también se muestran en negrita. Para determinar el volumen específico v correspondiente a 215°C , podemos considerar la pendiente de una línea recta que une los estados adyacentes de la tabla, como se indica a continuación.

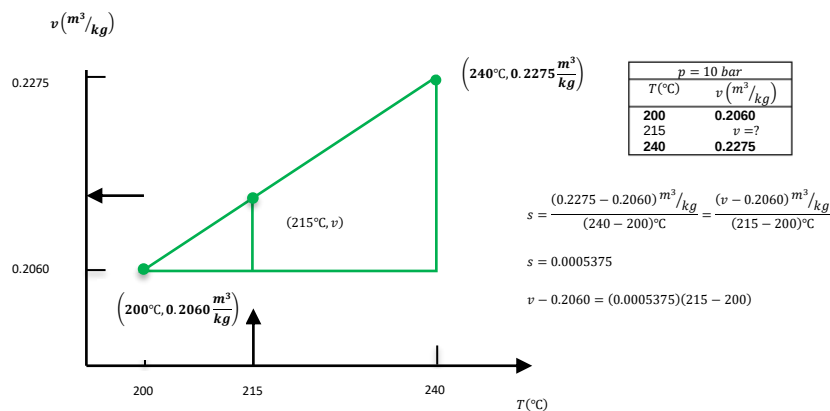


Figura 2.3.3
Interpolación lineal

T $^{\circ}\text{C}$	v m^3/kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$
$p = 10.0 \text{ bar} = 1.0 \text{ MPa}$ ($T_{\text{sat}} = 179.91^{\circ}\text{C}$)				
Sat.	0.1944	2583.6	2778.1	6.5865
200	0.2060	2621.9	2827.9	6.6940
240	0.2275	2692.9	2920.4	6.8817
280	0.2480	2760.2	3008.2	7.0465
320	0.2678	2826.1	3093.9	7.1962
360	0.2873	2891.6	3178.9	7.3349
400	0.3066	2957.3	3263.9	7.4651
440	0.3257	3023.6	3349.3	7.5883
500	0.3541	3124.4	3478.5	7.7622
540	0.3729	3192.6	3565.6	7.8720
600	0.4011	3296.8	3697.9	8.0290
640	0.4198	3367.4	3787.2	8.1290

EJEMPLO: El uso de las tablas de vapor para determinar propiedades Para el agua, determine las propiedades faltantes y las descripciones de fase en la siguiente tabla:

	$T, ^\circ\text{C}$	P, KPa	$u, \text{kJ/kg}$	x	Descripción de la fase
a)		200		0.6	
b)	125		1600		
c)		1000	2950		
d)	75	500			
e)		850		0.0	

La calidad se da como $x = 0.6$ lo que significa que el 60 por ciento se encuentra en la fase de vapor y el 40 por ciento en la fase líquida. Por lo tanto, se mantiene una mezcla saturada líquida-vapor a una presión 200 KPa. Entonces la temperatura debe de ser la de saturación a la presión dada

$$T = T_{\text{sat}@200 \text{ KPa}} = 120.21^\circ\text{C} \text{ (Tabla A-5)}$$

A 200 KPa, se obtiene de la tabla A-5 que $u_f = 504.50 \text{ kJ/kg}$ y $u_g = 2024.6 \text{ kJ/kg}$. Entonces la energía interna promedio de la mezcla es

$$\begin{aligned} u &= u_f + xu_g \\ &= 504.50 \text{ kJ/kg} + (0.6)(2024.6 \text{ kJ/kg}) \\ &= 1719.26 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

b) Esta vez la temperatura y la energía interna están disponibles, pero se desconoce la tabla a usar para determinar las propiedades faltantes debido a que no hay una pista sobre si se tiene mezcla saturada, líquido comprimido o vapor sobrecalentado. Para determinar la región se recurre primero a la tabla de saturación (Tabla A-4) y se determinan los valores de u_f y u_g a la temperatura dada. A 125°C , se lee $u_f = 524.83 \text{ kJ/kg}$ y $u_g = 2534.3 \text{ kJ/kg}$. A continuación, se compara el valor dado de u con estos valores de u_f y u_g recordando que

si $u < u_f$ se tiene líquido comprimido

si $u_f \leq u \leq u_g$ se tiene mezcla saturada

si $u > u_g$ se tiene vapor sobrecalentado

El valor de u en este caso es 1600, el cual cae entre los valores de u_f y u_g a 125°C . Por lo tanto, se trata de una mezcla saturada líquido-vapor. Entonces la presión debe ser la de saturación a la temperatura dada:

$$P = P_{\text{sat}@125^\circ\text{C}} = 232.23 \text{ KPa} \quad (\text{Tabla A - 4})$$

c) Este caso es similar al b), excepto en que se da la presión en lugar de la temperatura. Siguiendo el argumento anterior, se leen los valores de u_f y u_g a la presión especificada: a 1 MPa, se tiene $u_f = 761.39 \text{ kJ/kg}$ y $u_g = 2582.8 \text{ kJ/kg}$. El valor de u especificado es 2950 kJ/kg , el cual es mucho mayor que el valor de u_g a 1 MPa. En consecuencia, se tiene vapor sobrecalentado y la temperatura en este estado se determina de la tabla de vapor sobrecalentado mediante interpolación lineal, como

$$T = 395.2^\circ\text{C} \quad (\text{Tabla A - 6})$$

En este caso la columna de la calidad quedaría en blanco puesto que no tiene significado para un vapor sobrecalentado.

d) En este otro caso se dan la temperatura y la presión, pero nuevamente no se puede decir qué tabla usar para determinar las propiedades faltantes por que se ignora si se tiene mezcla saturada, líquido comprimido o vapor sobrecalentado. Para determinar la región de la que se trata, se recurre a la tabla de saturación (Tabla A-5) y se determina la temperatura de saturación a la presión dada: a 500 kPa, se tiene $T_{\text{sat}} = 151.83^\circ\text{C}$. A continuación, se compara el valor T dado con el de T_{sat} , sin olvidar que

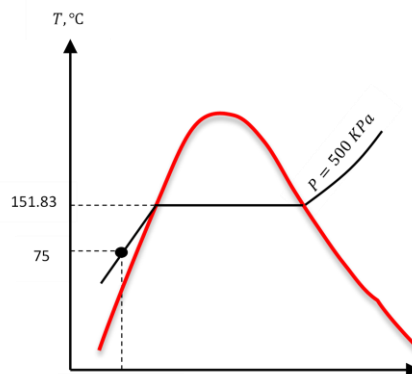
si $T < T_{\text{sat}@P\text{dada}}$ se tiene líquido comprimido

si $T = T_{\text{sat}@P\text{dada}}$ se tiene mezcla saturada

si $T > T_{\text{sat}@P\text{dada}}$ se tiene vapor sobrecalentado

Para el caso en cuestión, el valor de T dado es 75°C , el cual es menor que T_{sat} a la presión especificada. Por lo tanto, se tiene líquido comprimido (Fig. 3-44) y, comúnmente, se determinaría el valor de la energía interna a partir de la tabla de líquido comprimido, pero esta vez la presión dada es mucho menor que el valor mínimo de presión que aparece en la tabla de líquido comprimido (que es 5 MPa); por consiguiente, se justifica tratar el líquido comprimido como líquido saturado a la temperatura dada (no presión):

$$u \cong u_f@75^\circ\text{C} = 313.99 \text{ kJ/kg} \quad (\text{Tabla A - 4})$$



3.5 TRABAJO

El trabajo que realiza una fuerza constante F sobre un cuerpo que se desplaza una distancia s en la dirección de la fuerza (figura 3.5.1), se expresa como

$$\begin{aligned}\delta W &= F ds \\ \delta W &= \int_1^2 F ds \\ W_{1-2} &= F(S_2 - S_1) \quad (Kj), (Btu) \quad 3.20\end{aligned}$$

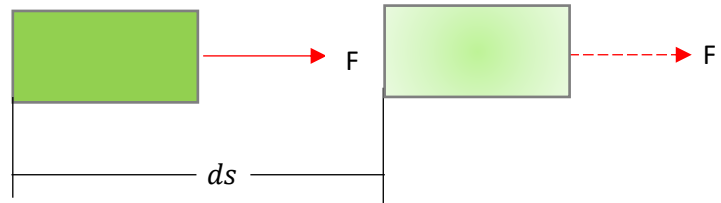


Figura 3.5.1
Trabajo es proporcional a la fuerza por la distancia

Trabajo realizado por unidad de masa

$$\frac{W}{m} = F(S_2 - S_1) \quad \left(\frac{Kj}{Kg}\right), \left(\frac{Btu}{lbm}\right) \quad 3.21$$

Al trabajo realizado por unidad de tiempo se le denomina potencia

$$\dot{W} = \frac{\delta W}{dt} \quad 3.22$$

La termodinámica en ingeniería se ocupa frecuentemente de dispositivos como motores de combustión interna y turbinas, cuyo propósito es realizar trabajo. Por lo tanto, a diferencia del enfoque generalmente adoptado en mecánica, suele ser conveniente considerar dicho trabajo como positivo (figura 3.5.2).

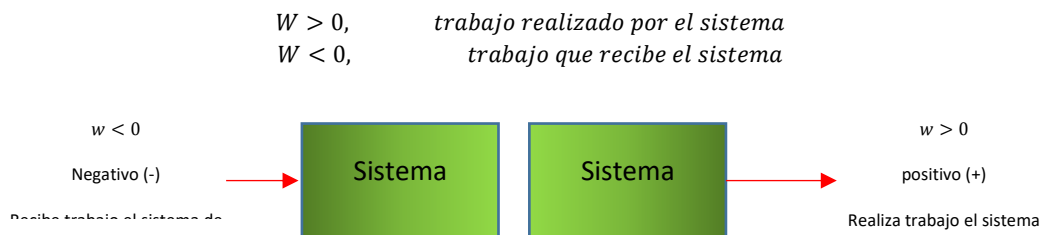


Figura 3.5.2
Signos positivos (+), negativo (-) del trabajo

3.5.1 TRABAJO POR EXPANSIÓN O COMPRESIÓN DE UN GAS O UN LIQUIDO

El trabajo realizado por el sistema cerrado mostrado en la Figura 3.5.3, que consiste en un gas (o líquido) contenido en un conjunto de pistón-cilindro a medida que el gas se expande.

Durante el proceso, la presión del gas ejerce una fuerza normal sobre el pistón. Sea P la presión que actúa en la interfaz entre el gas y el pistón. La fuerza ejercida por el gas sobre el pistón es simplemente el producto pA , donde A es el área de la cara del pistón. El trabajo realizado por el sistema cuando el pistón se desplaza una distancia dx es

$$\delta w = pA dx \quad 3.23$$

El producto de dx por el Área = dV , entonces la expresión puede escribirse

$$\delta w = p dV \quad 3.24$$

Si el volumen incrementa dV , entonces existe una expansión en el cilindro-embolo y el trabajo es positivo por la expansión del gas. Para una compresión, dV , es negativo, al igual que el trabajo obtenido a partir de la ecuación 3.19. Estos signos concuerdan con la convención de signos para el trabajo establecida previamente. Para un cambio de volumen de V_1 a V_2 , el trabajo se obtiene integrando la ecuación 3.20.

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad 3.25$$

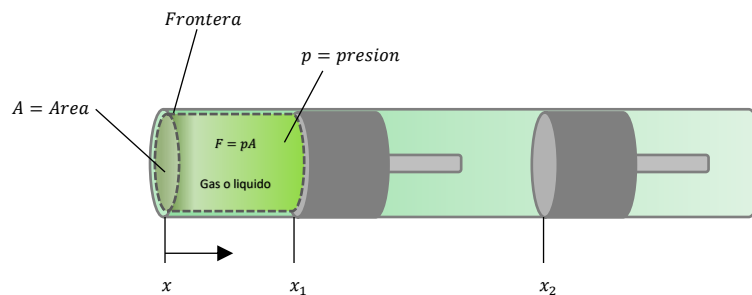


Figura 3.5.3
Expansión o compresión de un líquido o gas

La ecuación 3.25 puede aplicarse para evaluar el trabajo en procesos de expansión o compresión de cuasiequilibrio. Para estos procesos idealizados, la presión p en la ecuación es la presión de toda la cantidad de gas (o líquido) que participa en el proceso, y no solo la presión en el límite móvil. La relación entre la presión y el volumen puede ser gráfica o analítica. Una relación gráfica se muestra en el diagrama de presión-volumen (diagrama p - V) de la Fig. 3.5.3. Inicialmente, la cara del pistón está en la posición x_1 y la presión del gas es p_1 ; al concluir un proceso de expansión de cuasiequilibrio, la cara del pistón está en la posición x_2 y la presión se reduce a p_2 .

En cada posición intermedia del pistón, la presión uniforme en todo el gas se muestra como un punto en el diagrama. La curva, o trayectoria, que conecta los estados 1 y 2 en el diagrama representa los estados de equilibrio por los que ha pasado el sistema durante el proceso.

El trabajo realizado por el gas sobre el pistón durante la expansión está dado por $W = \int_{V_1}^{V_2} p dV$, que puede interpretarse como el área bajo la curva de presión versus volumen.

Por lo tanto, el área de bajo de la trayectoria de la curva de la Fig. 3.5.4 es igual al trabajo del proceso. Si el gas se hubiera comprimido de 1 a 2 a lo largo de la misma trayectoria en el diagrama $p - V$, la magnitud del trabajo sería lo mismo, pero el signo sería negativo, indicando que para la compresión la transferencia de energía fue del pistón al gas (figura 3.5.5).

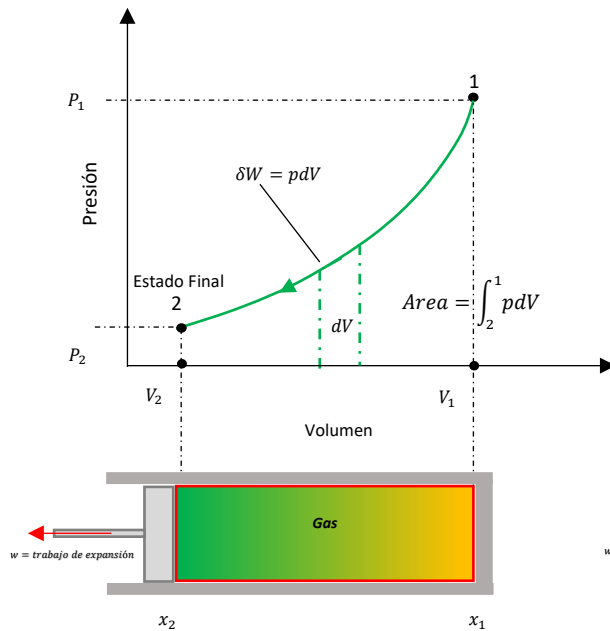


Figura 3.5.3
Diagrama P-V de un proceso de expansión de un líquido o un gas

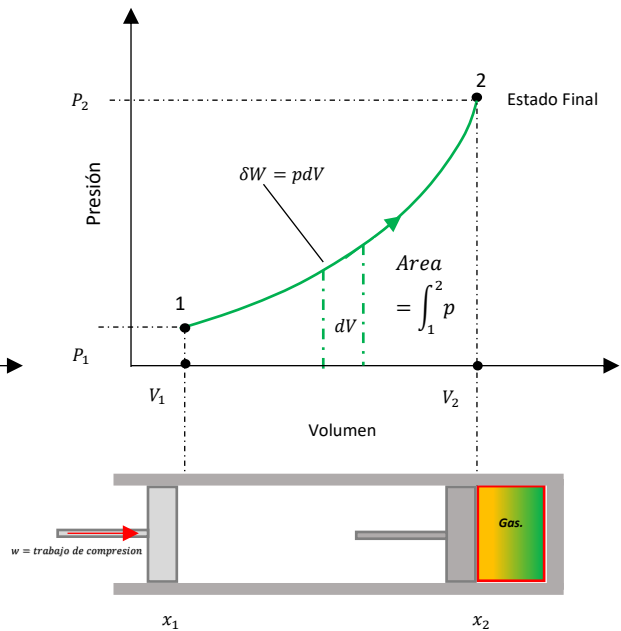


Figura 3.5.4
Diagrama P-V de un proceso de compresión de un líquido o un gas

La interpretación del área del trabajo en un proceso de expansión o compresión de cuasiequilibrio permite una demostración sencilla de la idea de que el trabajo depende del proceso. Esto se puede ilustrar consultando la figura 3.5.5. Supongamos que el gas en un conjunto de pistón-cilindro pasa de un estado de equilibrio inicial 1 a un estado de equilibrio final 2 a lo largo de dos trayectorias diferentes, identificadas como A y B en la figura 3.5.5.

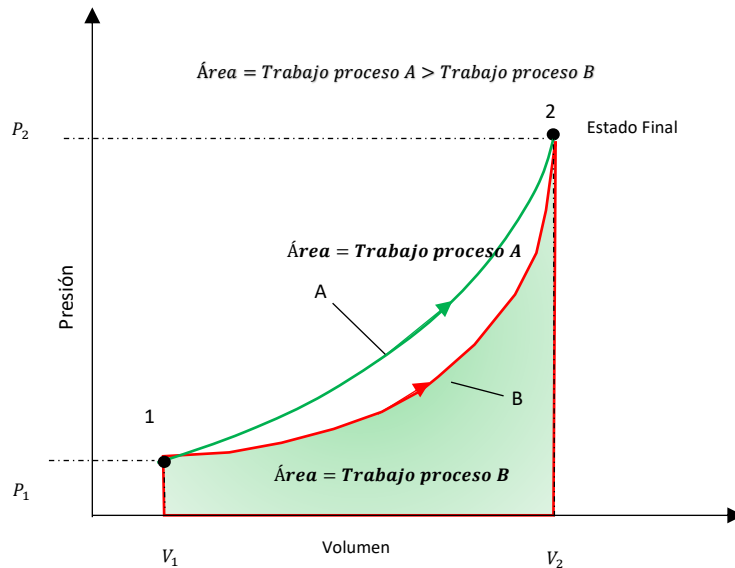


Figura 3.5.5.
Trabajo depende del proceso

Dado que el área bajo cada trayectoria representa el trabajo para ese proceso, el trabajo depende de los detalles del proceso, tal como se definen en la curva particular, y no solo de los estados finales (figura 3.5.6).

El valor del trabajo depende de la naturaleza del proceso entre los estados finales.

Figura 3.5.6
Trabajo solo depende del proceso entre los estados inicial y final

La relación entre la presión y el volumen durante un proceso de expansión o compresión también puede describirse analíticamente. Un ejemplo lo proporciona la expresión pV^n constante, donde el valor de n es una constante para el proceso en particular. Un proceso de cuasiequilibrio descrito por dicha expresión se denomina proceso politrópico. También pueden considerarse otras formas analíticas para la relación *presión – volumen*.

3.5.2 TRABAJO DE FRONTERA MÓVIL

Una forma de trabajo mecánico muy común en la práctica es aquella que está relacionada con la expansión o compresión de un gas en un dispositivo de cilindro-émbolo. Durante este proceso, parte de la frontera (la cara interna del émbolo) se mueve en vaivén; por lo tanto, el trabajo de expansión y compresión suele llamarse trabajo de frontera móvil o simplemente trabajo de frontera (Fig. 3.5.7).

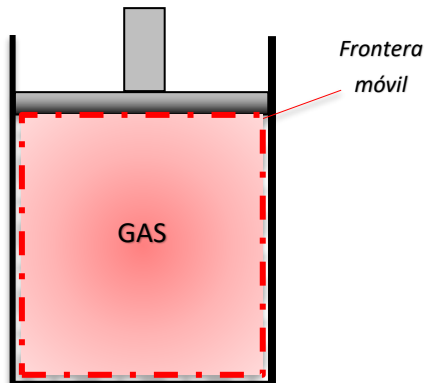


Figura 3.5.7
El trabajo relacionado con una frontera móvil se llama trabajo de frontera.

Algunos lo llaman trabajo $P dV$ por razones que se explicarán más adelante. El trabajo de frontera móvil es la principal forma de trabajo relacionado con los motores de automóviles. Durante su expansión, los gases de combustión fuerzan al émbolo a moverse, el cual a su vez obliga al cigüeñal a girar. El trabajo de frontera móvil relacionado con motores o compresores reales no se puede determinar de forma precisa a partir solamente de un análisis termodinámico, porque el émbolo comúnmente se

mueve a muy altas velocidades, lo cual dificulta que el gas en el interior mantenga su equilibrio. Entonces, los estados por los que pasa el sistema durante el proceso no se pueden especificar y tampoco es posible trazar alguna trayectoria del proceso. Por ser una función de la trayectoria, el trabajo no se puede determinar de forma analítica sin conocerla. Por lo tanto, el trabajo de frontera en motores o compresores reales se determina mediante mediciones directas. En esta sección, se analiza el trabajo de frontera móvil para un proceso de cuasiequilibrio, durante el cual el sistema permanece cercano al equilibrio todo el tiempo. Un proceso de cuasiequilibrio, llamado también proceso cuasiestático es el que siguen muy de cerca los motores reales, en particular cuando el émbolo se mueve a velocidades bajas. En idénticas condiciones, se observa que el trabajo producido por los motores es un máximo, y el que entra a los compresores es un mínimo, cuando se emplean procesos de cuasiequilibrio en lugar de procesos sin cuasiequilibrio. A continuación, se evalúa el trabajo relacionado con una frontera móvil para un proceso de cuasiequilibrio. Considere gas encerrado en el dispositivo de cilindro-émbolo que se muestra en la figura 3.5.8. La presión inicial del gas es P , el volumen total es V , y el área de sección transversal

del émbolo es A . Si se permite al émbolo moverse una distancia ds de modo que se mantenga el cuasiequilibrio, el trabajo diferencial hecho durante este proceso es

$$\delta W_b = Fds = PAds = PdV \quad 3.26$$

Es decir, el trabajo de frontera en la forma diferencial es igual al producto de la presión absoluta P y el cambio diferencial en el volumen dV del sistema. Esta expresión también explica por qué el trabajo de frontera móvil se llama a veces trabajo $P dV$. Observe en la ecuación 3.26 que P es la presión absoluta, la cual siempre es positiva. Sin embargo, el cambio de volumen dV es positivo durante un proceso de expansión (incremento de volumen) y negativo durante uno de compresión (disminución de volumen). Así, el trabajo de frontera es positivo durante un proceso de expansión y negativo durante otro de compresión. Por lo tanto, la ecuación 3.26 se puede considerar como una expresión para el trabajo de frontera producido, $W_{b,salida}$. Un resultado negativo indica entrada de trabajo de frontera (compresión). El trabajo de frontera total realizado durante el proceso completo a medida que se mueve el émbolo, se obtiene sumando los trabajos diferenciales desde los estados inicial hasta el final.

$$W_b = \int_1^2 PdV \quad 3.27$$

Esta integral se puede evaluar sólo si se conoce la relación funcional entre P y V durante el proceso; es decir, $P = f(V)$ debe estar disponible. Note que $P = f(V)$ es simplemente la ecuación de la trayectoria del proceso en un diagrama $P - V$. El proceso de expansión en cuasiequilibrio descrito se muestra en un diagrama $P - V$ en la figura 3.2.10, en la que el área diferencial dA es igual a PdV , que es el trabajo diferencial. El área total A bajo la curva del proceso 1-2 se obtiene sumando estas áreas diferenciales:

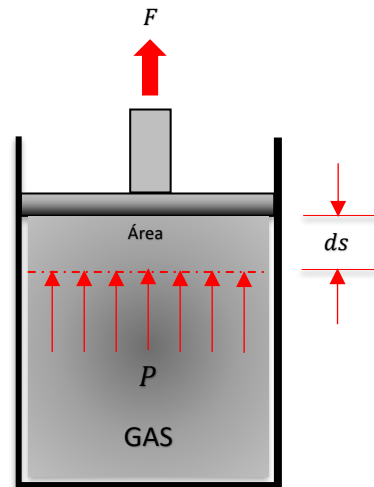


Figura 3.5.8
Un gas realiza una cantidad diferencial de trabajo δW_b cuando éste fuerza al émbolo a moverse una cantidad diferencial ds .

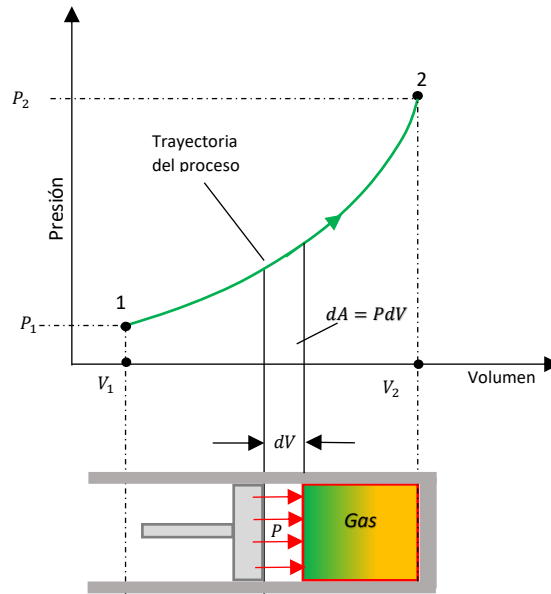


Figura 3.2.10
El área bajo la curva de proceso en un diagrama P-V representa el trabajo de frontera.

3.5.3 TRAYECTORIA DEL TRABAJO

Las funciones de la trayectoria del trabajo tienen diferenciales inexactas designadas por el símbolo δ . En consecuencia, una cantidad diferencial de trabajo se representa mediante δW . Sin embargo, las propiedades son funciones de punto (es decir, sólo dependen del estado y no de cómo un sistema llega a ese estado) y tienen diferenciales exactas designadas por el símbolo d . Un pequeño cambio de volumen, por ejemplo, se representa por dV , y el cambio de volumen total durante un proceso entre los estados 1 y 2 es

$$\int_1^2 dV = V_2 - V_1 = \Delta V \quad 3.28$$

El cambio de volumen entre los procesos 1 y 2 es siempre el volumen en el estado 2 menos el volumen en el estado 1, sin importar la trayectoria seguida (Fig. 3.5.11). Sin embargo, el trabajo total realizado entre los procesos 1 y 2 es

$$\int_1^2 \delta W = W_{1-2}$$

No se utiliza $\Delta W \rightarrow$ Es incorrecto

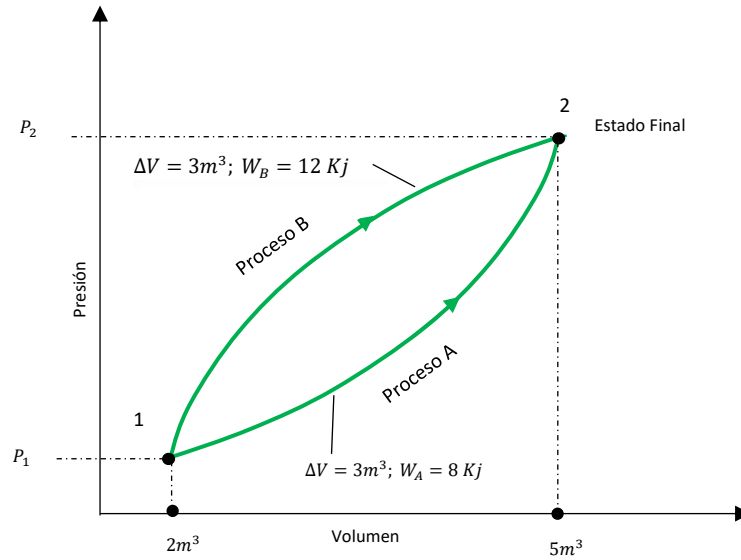


Figura 3.5.11

Las propiedades son funciones puntuales; pero el calor y el trabajo son funciones de la trayectoria (sus magnitudes dependen de la trayectoria seguida)

Un gas puede seguir varias trayectorias cuando se expande del estado 1 al 2. En general, cada trayectoria tendrá debajo un área diferente y, puesto que ésta representa la magnitud del trabajo, el trabajo hecho será diferente para cada proceso (Fig. 3.5.12).

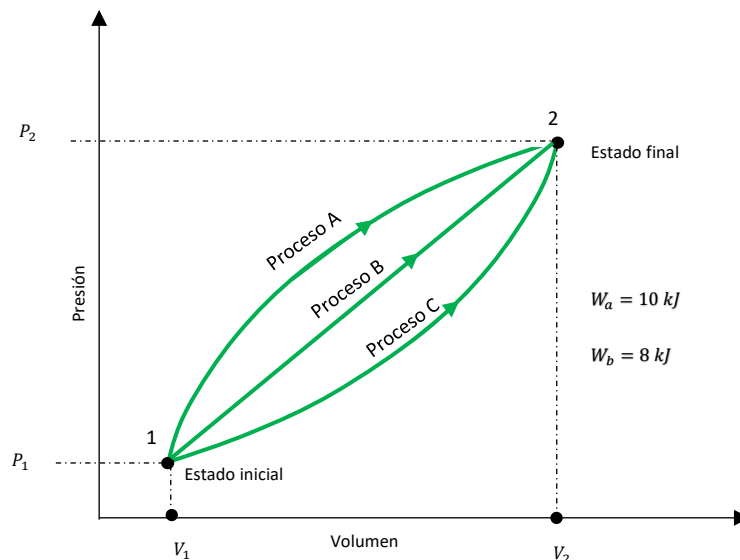


Figura 3.5.12

El trabajo de frontera realizado durante un proceso depende de la trayectoria seguida, así como de los estados finales.

Esto es de esperarse, ya que el trabajo es una función de la trayectoria (es decir, depende de la trayectoria seguida, así como de los estados finales). Si el trabajo no fuera una función

de la trayectoria, ningún dispositivo cíclico (motores automotrices, centrales eléctricas) podría operar como productor de trabajo. El trabajo producido por éstos durante una parte del ciclo tendría que ser consumido durante otra, y no habría salida neta de trabajo.

El ciclo mostrado en la figura 3.5.13 produce una salida neta de trabajo porque el trabajo hecho por el sistema durante el proceso de expansión (área bajo la trayectoria A) es mayor al realizado sobre el sistema en el momento de compresión del ciclo (área bajo la trayectoria B), y la diferencia entre estas dos es el trabajo neto hecho durante el ciclo (área sombreada). Si la relación entre P y V durante un proceso de expansión o compresión se da en términos de datos experimentales en lugar de en forma funcional, es evidente que no se puede llevar a cabo la integración analítica, pero siempre es posible graficar el diagrama $P - V$ del proceso con estos puntos de datos, así como calcular de forma gráfica el área debajo para determinar el trabajo hecho.

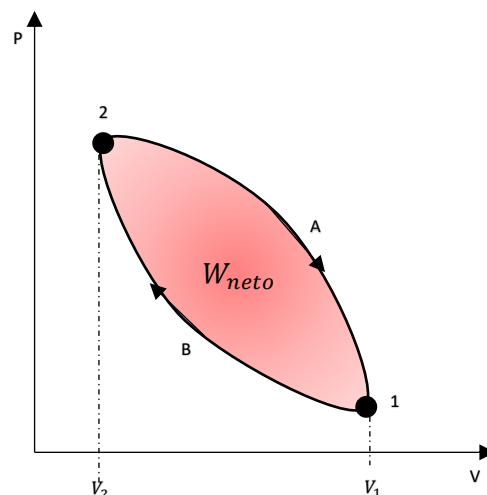


Figura 3.5.13
El trabajo neto hecho durante un ciclo es la diferencia entre el trabajo hecho por el sistema y el trabajo hecho sobre el sistema

3.5.4 CALOR

La energía puede cruzar la frontera de un sistema cerrado en dos formas distintas: calor y trabajo. El calor está definido como la forma de energía que se transfiere entre dos sistemas (o entre un sistema y sus alrededores) debido a una diferencia de temperatura (Fig. 3.5.13).

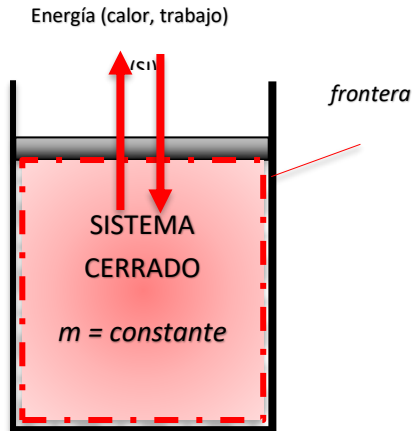


Figura 3.5.13
Sistema Cerrado

Es decir, una interacción de energía es calor sólo si ocurre debido a una diferencia de temperatura. Entonces se deduce que no puede haber ninguna transferencia de calor entre dos sistemas que se hallan a la misma temperatura. El calor es energía en transición y se reconoce sólo cuando cruza la frontera de un sistema.

El símbolo Q denota la cantidad de energía transferida a través de la frontera de un sistema en una interacción térmica con el entorno. La transferencia de calor hacia un sistema se considera positiva, mientras que la transferencia de calor desde un sistema se considera negativa (figura 3.2.14).

$Q > 0$, transferencia de calor al sistema

$Q < 0$, transferencia de calor del sistema



Figura 3.5.14
Signos positivos (+), negativo (-) del calor

Un proceso durante el cual no hay transferencia de calor se denomina proceso adiabático (Fig. 3.5.16). El término adiabático proviene de la palabra griega adiabatos, que significa “no pasar”. Hay dos maneras en que un proceso puede ser adiabático: el sistema está bien aislado de modo que sólo una cantidad insignificante de calor cruza la frontera, o bien, tanto el sistema como los alrededores están a la misma temperatura y por lo tanto no hay fuerza impulsora (diferencia de temperatura) para la transferencia de calor.

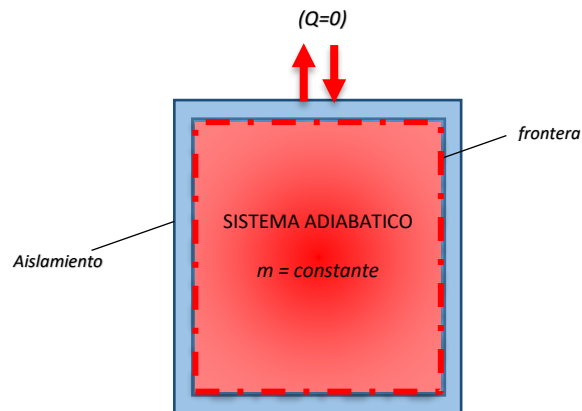


Figura 3.5.15
Sistema sin intercambio de calor

Hay que distinguir entre un proceso adiabático y uno isotérmico: aunque no hay transferencia de calor durante un proceso adiabático, otros medios como el trabajo pueden cambiar el contenido de energía y, en consecuencia, la temperatura de un sistema (figura 3.5.16).

Durante un proceso adiabático, un sistema no intercambia calor con sus alrededores.

$$Q = 0$$

Durante un proceso isotérmico, un sistema su temperatura permanece constante durante un proceso

Figura 3.5.16
Diferencia entre un proceso adiabático y un proceso isotérmico

Como forma de energía, el calor tiene unidades de energía, la más común es el kJ (o Btu). La cantidad de calor transferida durante el proceso entre dos estados (1 y 2) se denota mediante Q_{1-2} o sólo Q . La transferencia de calor por unidad de masa de un sistema se denota con q y se determina a partir de

$$q = \frac{Q}{m} \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 3.29$$

En ocasiones es deseable conocer la tasa de transferencia de calor (cantidad de calor transferida por unidad de tiempo) en lugar del calor total transferido durante cierto intervalo de tiempo (Fig. 3.5.17). La tasa de transferencia de calor se expresa con $\dot{Q}$, donde el punto significa la derivada respecto del tiempo, o “por unidad de tiempo”. La tasa de transferencia de calor $\dot{Q}$ tiene las unidades $\frac{Kj}{s}$ o $\frac{Btu}{s}$, equivalente a kW. Cuando $\dot{Q}$ varía con el tiempo, la cantidad de transferencia de calor durante un proceso se determina integrando $\dot{Q}$ sobre el intervalo de tiempo del proceso:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} \dot{Q} dt \quad (Kj), (Btu) \quad 3.30$$

Cuando $\dot{Q}$ permanece constante durante un proceso, esta relación se reduce a

$$Q = \dot{Q} \Delta t \quad (Kj), (Btu) \quad 3.30$$

donde $\Delta t = t_2 - t_1$ es el intervalo de tiempo durante el que ocurre el proceso.

Ejemplo:

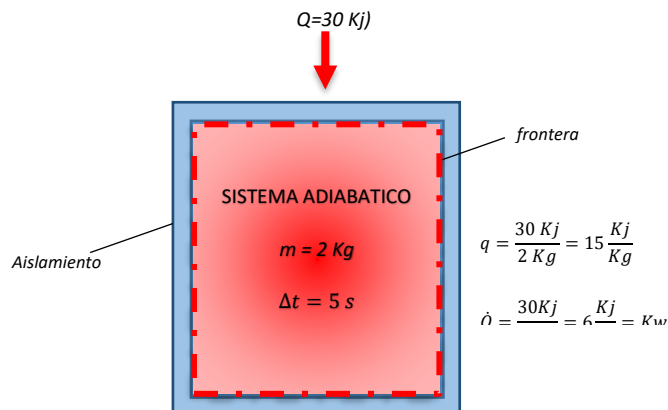


Figura 3.5.17
Relaciones entre el flujo de calor por unidad de masa y por unidad de tiempo

El calor se transfiere mediante tres mecanismos: conducción, convección y radiación. La conducción es la transferencia de energía de las partículas más energéticas de una sustancia a las adyacentes menos energéticas, como resultado de la interacción entre partículas. La convección es la transferencia de energía entre una superficie sólida y el fluido adyacente que se encuentra en movimiento, y tiene que ver con los efectos combinados de la conducción y el movimiento del fluido. La radiación es la transferencia de energía debida a la emisión de ondas electromagnéticas (o fotones). Al final de este capítulo se repasan los tres mecanismos de transferencia de calor como un tema de interés especial.

3.5.5 TRANSFERENCIA DE ENERGÍA POR TRABAJO

Al igual que el calor, el trabajo es una interacción de energía que ocurre entre un sistema y sus alrededores. La energía puede cruzar la frontera de un sistema cerrado en forma de calor o trabajo; entonces, si la energía que cruza la frontera de un sistema cerrado no es calor, debe ser trabajo. Es fácil reconocer el calor: su fuerza impulsora es una diferencia de temperatura entre el sistema y su entorno. Por lo tanto, se puede decir simplemente que una interacción de energía que se origina por algo distinto a una diferencia de temperatura entre un sistema y sus alrededores es trabajo. De manera más específica, el trabajo es la transferencia de energía relacionada con una fuerza que actúa a lo largo de una distancia.

El trabajo es también una forma de energía transferida como calor y por lo tanto tiene unidades de energía como kJ . El trabajo realizado durante un proceso entre los estados 1 y 2 se denota por W_{1-2} o sólo W . El trabajo por unidad de masa de un sistema se denota mediante w y se expresa como

$$w = \frac{W}{m} \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 3.31$$

El trabajo realizado por unidad de tiempo se llama potencia, se denota con $\dot{W}$ y su unidad es $\frac{KJ}{s}$, o kW . En el sistema ingles $1 Kw = 0.9478 \frac{Btu}{s}$

3.5.6 MECANISMOS DE TRANSFERENCIA DE ENERGÍA

La energía se puede transferir hacia o desde un sistema en tres formas: calor, trabajo y flujo másico. Las interacciones de energía se reconocen en las fronteras del sistema cuando lo cruzan, y representan la energía que gana o pierde un sistema durante un proceso. Las únicas dos formas de interacción de la energía relacionadas con una masa fija o sistema cerrado son las transferencias de calor y de trabajo.

1. Transferencia de calor, Q

La transferencia de calor hacia un sistema (ganancia de calor) incrementa la energía de las moléculas y por lo tanto la del sistema; asimismo, la transferencia de calor desde un sistema (pérdida de calor) la disminuye, ya que la energía transferida como calor viene de la energía de las moléculas del sistema (figura 3.5.18).

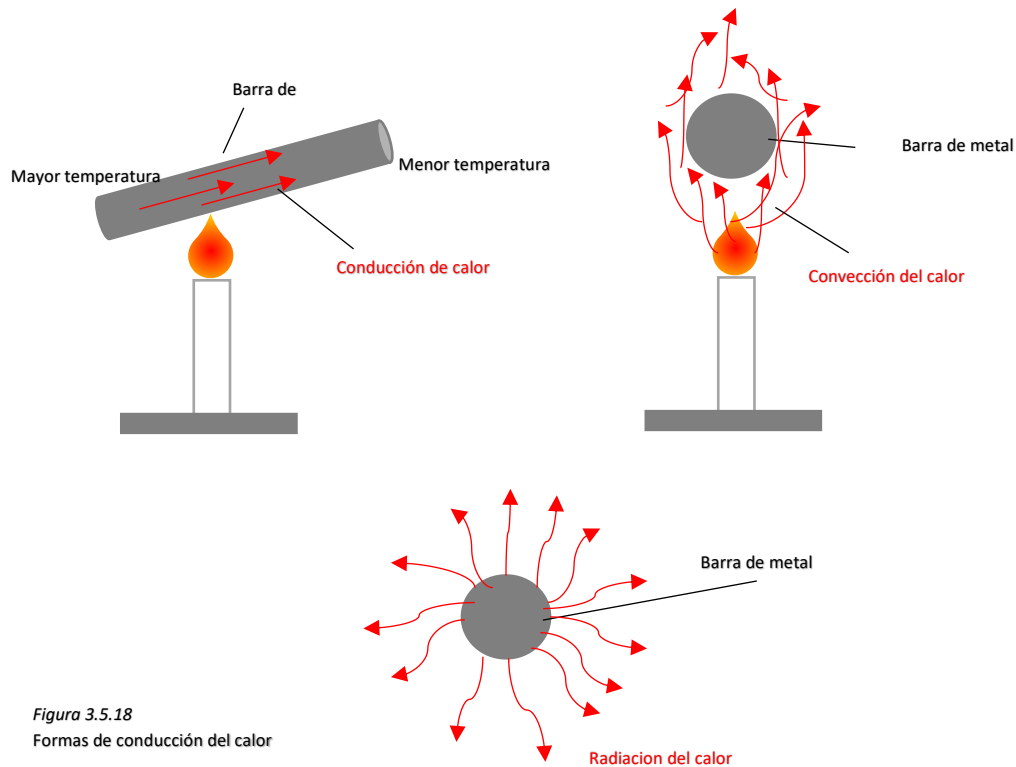


Figura 3.5.18
Formas de conducción del calor

2. Transferencia de trabajo, W

Una interacción de energía que no es causada por una diferencia de temperatura entre un sistema y sus alrededores es trabajo. Un émbolo ascendente, un eje rotatorio y un alambre eléctrico que cruzan la frontera del sistema se relacionan con interacciones de trabajo. La transferencia de trabajo a un sistema (es decir, el trabajo realizado sobre un sistema) incrementa la energía de éste, mientras que la transferencia de trabajo desde un sistema (es decir, el trabajo realizado por el sistema) la disminuye, puesto que la energía transferida como trabajo viene de la energía contenida en el sistema. Los motores de automóviles y las turbinas hidráulicas, de vapor o de gas, producen trabajo mientras que los compresores, las bombas y los mezcladores consumen trabajo (figura 3.5.19).

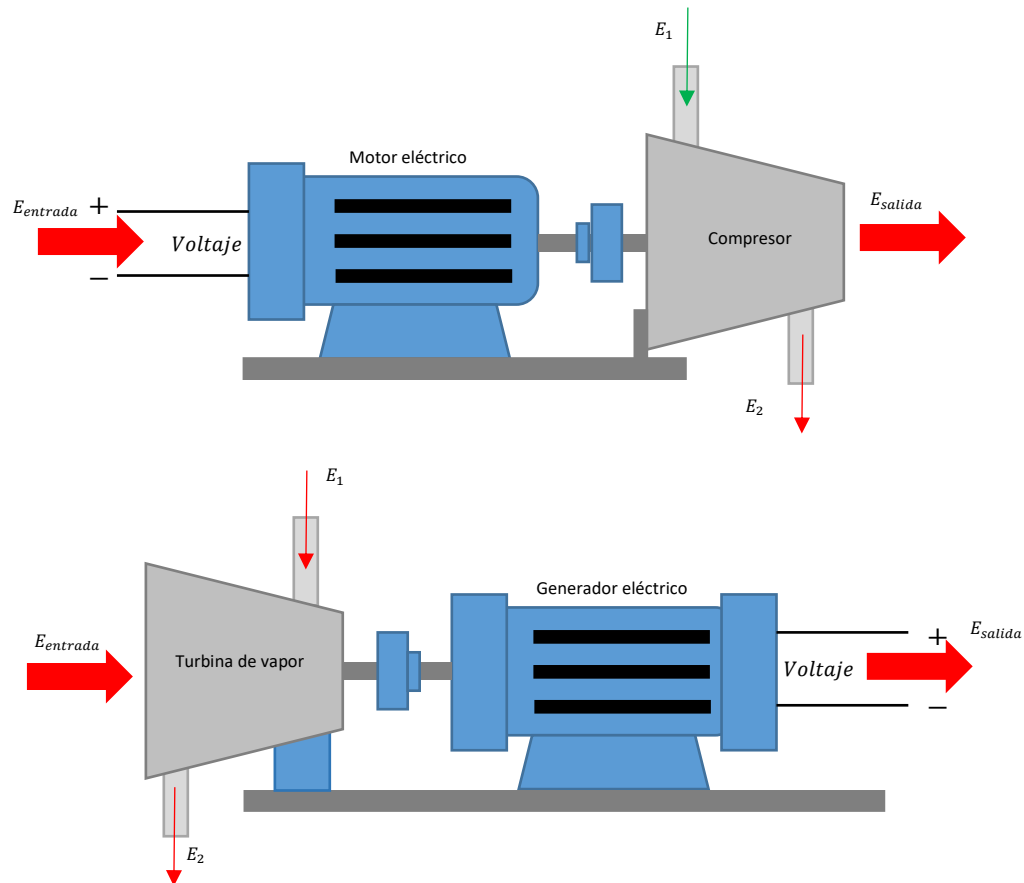


Figura 3.5.19
Turbina de vapor entrega trabajo y recibe un generador, y el motor eléctrico entrega trabajo y lo recibe un compresor

3.5.7 FLUJO MÁSSICO, $\dot{m}$

El flujo másico que entra y sale del sistema funciona como un mecanismo adicional de transferencia de energía. Cuando entra masa a un sistema, la energía de éste aumenta debido a que la masa lleva consigo energía (de hecho, la masa es energía). De igual modo, cuando una cantidad de masa sale del sistema, la energía de éste disminuye por que la masa que sale saca algo consigo. Por ejemplo, cuando cierta cantidad de agua caliente sale de un calentador y es reemplazada por agua fría en la misma cantidad, el contenido de energía del tanque de agua caliente (el volumen de control) disminuye como resultado de esta interacción de masa (Fig. 3.5.20)

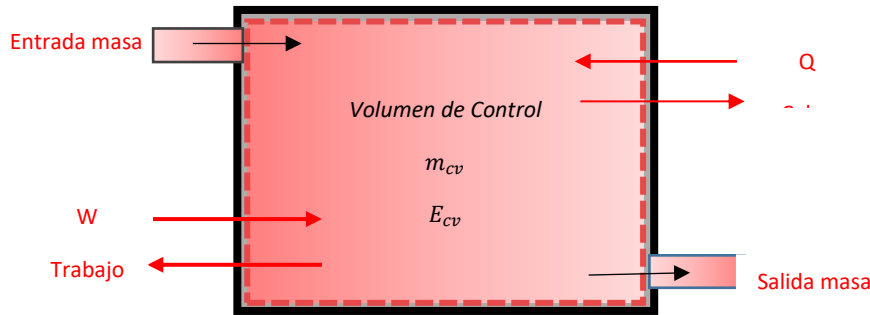


Figura 3.5.20
En condiciones de flujo constante, los contenidos de masa y energía de un volumen de control permanecen constantes

Como la energía puede ser transferida en las formas de calor, trabajo y masa, y su transferencia neta es igual a la diferencia entre las cantidades transferidas hacia dentro y hacia fuera, el balance de energía se expresa de modo más explícito como

$$E_{ent} - E_{sal} = (Q_{ent} - Q_{sal}) + (W_{ent} - W_{sal}) + (E_{masa\ ent} - E_{masa\ sal}) = \Delta E_{sistema}$$

donde los subíndices “entrada” y “salida” denotan cantidades que entran y salen del sistema, respectivamente. Los seis valores del lado derecho de la ecuación representan “cantidades” y, por lo tanto, son medidas positivas. La dirección de cualquier transferencia de energía se describe por los subíndices “entrada” y “salida”. La transferencia de calor Q es cero para sistemas adiabáticos, la transferencia de trabajo W es cero para sistemas en los que no intervienen interacciones de trabajo, y el transporte de energía con E_{masa} es cero para sistemas sin flujo másico a través de sus límites (es decir, sistemas cerrados).

El balance de energía para cualquier sistema que experimenta alguna clase de proceso se expresó como

$$E_{ent} - E_{sal} = \Delta E_{sist} \quad \rightarrow \quad (Kj), (Btu) \quad 3.32$$

Por unidad de tasa

$$\dot{E}_{ent} - \dot{E}_{sal} = \frac{d\dot{E}}{dt} \quad \rightarrow \quad \left(\frac{Kj}{s}\right), \left(\frac{Btu}{s}\right) \rightarrow Kw \quad 3.33$$

Conversión de unidades:

$$1\ Kj = 0.94782\ Btu$$

$$1\ Kw = 1\ \frac{Kj}{s} = 0.94782\ \frac{Btu}{s}$$

Para tasas constantes, las cantidades totales durante un intervalo de tiempo Δ_t se relacionan con las cantidades por unidad de tiempo como:

$$Q = \dot{Q}\Delta t, \quad W = \dot{W}\Delta t \quad y \quad \Delta E = \left(\frac{dE}{dt}\right)\Delta t \rightarrow (Kj), (Btu) \quad 3.34$$

El balance de energía se puede expresar por unidad de masa como:

$$e_{ent} - e_{sal} = \Delta e_{sist} \rightarrow \left(\frac{Kj}{Kg}\right), \left(\frac{Btu}{lbm}\right) \quad 3.35$$

El balance de energía se puede expresar también en forma diferencial como:

$$\delta E_{ent} - \delta E_{sal} = dE_{sist} \quad o \quad \delta e_{ent} - \delta e_{sal} = de_{sist}$$

Para un sistema cerrado que experimenta un ciclo, los estados inicial y final son idénticos, por lo tanto:

$$\Delta E_{sistema} = E_2 - E_1 = 0 \rightarrow E_{entrada} - E_{salida} = 0 \rightarrow E_{entrada} = E_{salida}.$$

Para un sistema cerrado no tiene que ver con ningún flujo másico que cruce sus fronteras, el balance de energía para un ciclo se puede expresar en términos de interacciones de calor y trabajo como:

$$W_{neto, salida} = Q_{neto, salida} \rightarrow \dot{W}_{neto, salida} = \dot{Q}_{neto, salida} \quad (Para un ciclo) \quad 3.36$$

Es decir, la salida de trabajo neto durante un ciclo es igual a la entrada neta de calor, figura 3.5.21

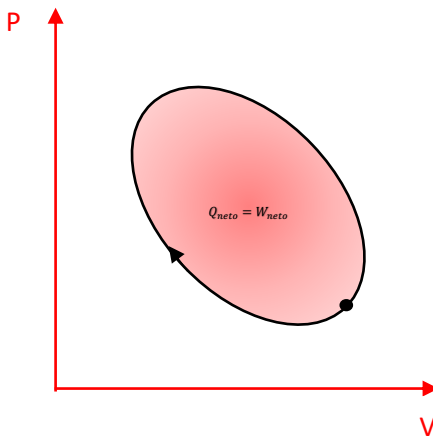


Figura 3.5.21

En ciclo termodinámico, el trabajo neto es el área dentro de la figura

3.6 FUNCIONES DE ESTADO Y DE TRAYECTORIA

Al igual que el calor, el trabajo es una interacción de energía que ocurre entre un sistema y sus alrededores. La energía puede cruzar la frontera de un sistema cerrado en forma de calor o trabajo; entonces, si la energía que cruza la frontera de un sistema cerrado no es calor, debe ser trabajo. Es fácil reconocer el calor: su fuerza impulsora es una diferencia de temperatura entre el sistema y su entorno. Por lo tanto, se puede decir simplemente que una interacción de energía que se origina por algo distinto a una diferencia de temperatura entre un sistema y sus alrededores es trabajo. De manera más específica, el trabajo es la transferencia de energía relacionada con una fuerza que actúa a lo largo de una distancia.

Un pistón ascendente, un eje giratorio y un cable eléctrico que cruzan las fronteras del sistema son situaciones que se relacionan con interacciones de trabajo. El trabajo es también una forma de energía transferida como calor y por lo tanto tiene unidades de energía como kJ . El trabajo realizado durante un proceso entre los estados 1 y 2 se denota por W_{12} o sólo W . El trabajo por unidad de masa de un sistema se denota mediante w y se expresa como

$$w = \frac{W}{m} \quad (kJ/kg) \quad 3.37$$

El trabajo realizado por unidad de tiempo se llama potencia, se denota con $\dot{W}$ (Fig. 3.6.1) y su unidad es kJ/s , o kW

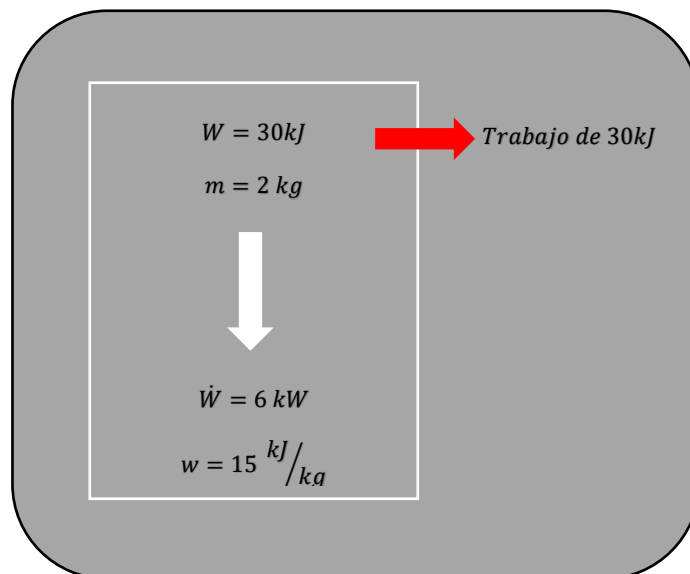


Figura 3.6.1
Relaciones entre w , W y $\dot{W}$

Calor y trabajo son cantidades direccionales y la descripción completa de sus interacciones requieren la especificación de la magnitud y la dirección. Una forma de hacer esto es adoptar una convención de signo: generalmente se acepta para las interacciones de calor y trabajo la convención de signo formal definida como la transferencia de calor hacia un sistema y el trabajo hecho por un sistema son positivos; la transferencia de calor desde un sistema y el trabajo hecho sobre un sistema son negativos. Otra forma es usar los subíndices entrada y salida para indicar la dirección (Fig. 3.6.2), por ejemplo,

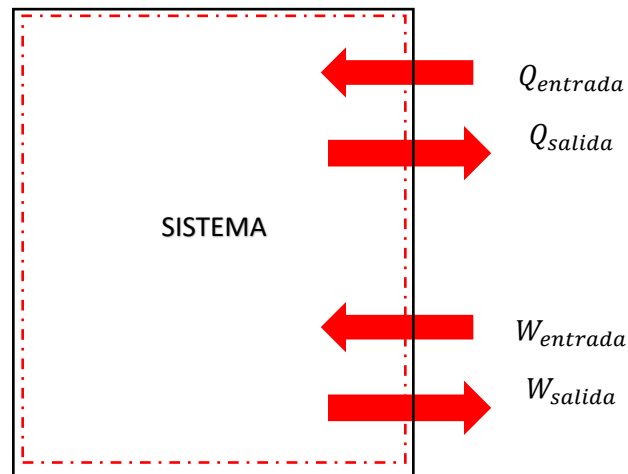


Figura 3.6.2
Direcciones del calor y el trabajo

Cuando se desconoce la dirección de una interacción de calor o del trabajo, simplemente se supone una dirección (con el subíndice de entrada o de salida) para determinar la interacción. Un resultado positivo indica que la dirección supuesta es correcta, mientras que un resultado negativo indica que la relación de la interacción es opuesta a la dirección preestablecida: es como suponer una dirección para una fuerza desconocida al resolver un problema de estática, e invertir la dirección cuando se obtiene un resultado negativo para dicha fuerza. Se propone utilizar el método intuitivo, con el que se eliminan las necesidades de adoptar una convención formal de signo y de asignar cuidadosamente valores negativos a algunas interacciones. Observe que una cantidad transferida hacia o desde un sistema durante una interacción no es una propiedad puesto que la medida de dicha cantidad depende de algo más que sólo el estado del sistema. El calor y el trabajo son mecanismos de transferencia de energía entre un sistema y sus alrededores, y existen muchas similitudes entre ellos:

1. Tanto el calor como el trabajo pueden ser reconocidos en las fronteras de un sistema cuando las cruzan; es decir, son fenómenos de frontera.

2. Los sistemas poseen energía, pero el calor o el trabajo no.
3. Ambos se relacionan con un proceso, no con un estado. A diferencia de las propiedades, ni el calor ni el trabajo tienen significado en un estado.
4. Ambos son funciones de la trayectoria (es decir, sus magnitudes dependen de la trayectoria seguida durante un proceso, así como de los estados finales).

Las funciones de la trayectoria tienen diferenciales inexactas designadas por el símbolo d . En consecuencia, una cantidad diferencial de calor o trabajo se representa mediante δQ o δW , respectivamente, en lugar de δQ o δW . Sin embargo, las propiedades son funciones de punto (es decir, sólo dependen del estado y no de cómo un sistema llega a ese estado) y tienen diferenciales exactas designadas por el símbolo d . Un pequeño cambio de volumen, por ejemplo, se representa por dV , y el cambio de volumen total durante un proceso entre los estados 1 y 2 es

$$\int_1^2 dV = (V_2 - V_1) = \Delta V \quad 3.38$$

Es decir, el cambio de volumen entre los procesos 1 y 2 es siempre el volumen en el estado 2 menos el volumen en el estado 1, sin importar la trayectoria seguida (Fig. 3.6.3). Sin embargo, el trabajo total realizado entre los procesos 1 y 2 es

$$\int_1^2 \delta W = W_{1-2} \quad (\text{no } \Delta W) \quad 3.39$$

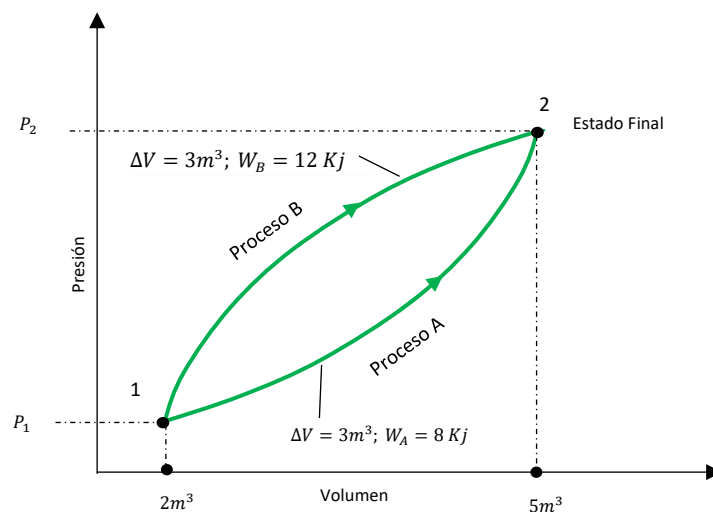


Figura 3.6.3

Las propiedades son funciones puntuales; pero el calor y el trabajo son funciones de la trayectoria (sus magnitudes dependen de la trayectoria seguida)

Es decir, el trabajo total se obtiene al seguir la trayectoria del proceso y sumar las cantidades diferenciales de trabajo (δW) efectuadas a lo largo del trayecto. La integral de δW no es $W_2 - W_1$ (es decir, el trabajo en el estado 2 menos el del estado 1), lo cual carece de sentido puesto que el trabajo no es una propiedad y los sistemas no poseen trabajo en un estado.

3.7 FLUJO DE MASA

Los volúmenes de control en general tienen que ver con el flujo de un fluido durante largos periodos, y es conveniente expresar en forma de tasa el flujo de energía en relación con una corriente de fluido. Esto se consigue al incorporar el flujo másico $\dot{m}$, que es la cantidad de masa que fluye por una sección transversal por unidad de tiempo; y se relaciona con el flujo volumétrico $\dot{V}$, definido como el volumen de un fluido que fluye por una sección transversal por unidad de tiempo, mediante

$$\text{Flujo másico} \rightarrow \dot{m} = \rho \dot{V} = \rho A_c V_{prom} \quad \left(\frac{Kg}{s}\right), \left(\frac{lbm}{s}\right) \quad 3.40$$

que es análogo a $m = \rho V$, donde ρ es la densidad del fluido, A_c el área de sección transversal de flujo y $V_{promedio}$ es la velocidad de flujo promedio normal a A_c . El punto sobre el símbolo se usa para indicar tasa de cambio respecto al tiempo. Entonces, el flujo de energía relacionado con un fluido que corre a una tasa de es $\dot{m}$ (Fig. 3.7.1)

$$\text{Flujo de energía} \rightarrow \dot{E} = \dot{m}E = \rho A_c V_{prom} \quad \left(\frac{Kj}{s}\right), \left(\frac{Btu}{s}\right) \quad Kw \quad 3.41$$

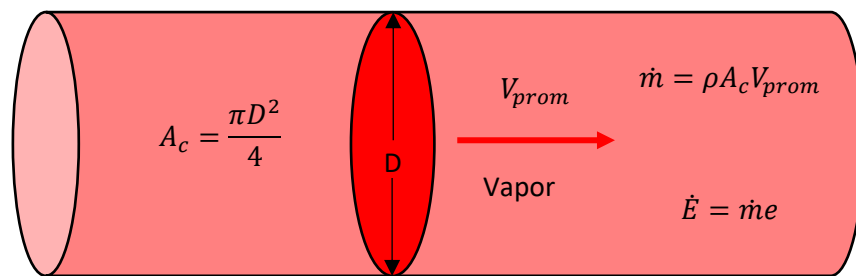


Figura 3.7.1
Tasas de flujo masa y energía

3.7.1 MECANISMOS DE TRANSPORTE DE ENERGIA POR MASA

FLUJOS MÁSIKO Y VOLUMÉTRICO

La cantidad de masa que pasa por una sección transversal por unidad de tiempo se llama flujo másico y se denota mediante $\dot{m}$. El punto sobre un símbolo se usa para indicar la rapidez de cambio respecto al tiempo. Un fluido entra o sale comúnmente de un volumen de control a través de tuberías o ductos. El flujo másico diferencial del fluido que pasa por un pequeño elemento de área dA_c en una sección transversal de flujo es proporcional a, la dA_c densidad del fluido ρ y el componente de la velocidad de flujo normal a dA_c , que se denota como V_n , y se expresa como (figura 3.7.2)

$$\delta \dot{m} = \rho V_n dA_c \quad 3.42$$

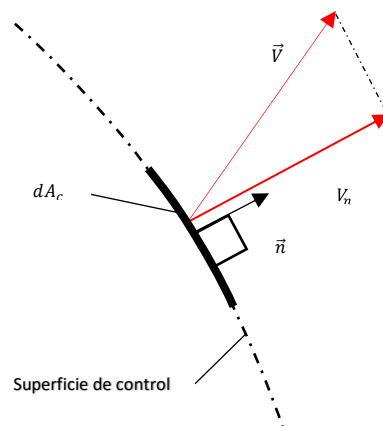


Figura 3.7.2

La velocidad normal V_n para una superficie es la componente de la velocidad perpendicular a esa superficie.

Note que se usan tanto δ como d para indicar las cantidades diferenciales, pero, por lo general, δ se usa para cantidades (como calor, trabajo y transferencia de masa) que son funciones de trayectoria y tienen diferenciales inexactas, en tanto que d se usa para cantidades (como las propiedades) que son funciones de punto y tienen diferenciales exactas. Por ejemplo, para el flujo en el tubo exterior de radio interior r_1 y radio exterior r_2 del ducto que consta de dos tubos concéntricos

$\int_1^2 dA_c = A_{c2} = A_{c1} = \pi(r_2^2 - r_1^2)$ pero $\int_1^2 \delta \dot{m} = \dot{m}_{total}$ (razón de flujo de masa total en el tubo exterior), no $\dot{m}_2 = \dot{m}_1$. Para valores especificados de r_1 y r_2 , el valor de la integral de dA_c es fijo (de allí provienen los nombres de función de punto y diferencial exacta), pero

éste no es el caso para la integral de $\delta\dot{m}$. (de ahí provienen los nombres de función de trayectoria y diferencial inexacta). La razón de flujo de masa que cruza toda el área de la sección transversal de un tubo o de un ducto se obtiene por integración:

$$\dot{m} = \int_{A_c} \delta\dot{m} = \int_{A_c} \rho V_n dA_c \quad \left(\frac{kg}{s}\right) \quad 3.43$$

No obstante que la ecuación 4.1 siempre es válida (de hecho, es exacta), no siempre es práctica para los análisis de ingeniería porque implica integrar. En lugar de ello, resultaría conveniente expresar la razón de flujo de masa en términos de valores promedios sobre una sección transversal del tubo. En un flujo compresible general, tanto r como V_n varían de uno a otro lado del tubo. Sin embargo, en muchas aplicaciones prácticas, la densidad es esencialmente uniforme sobre la sección transversal del tubo y se puede extraer r de la integral de la ecuación 4.1. Pero la velocidad nunca es uniforme sobre una sección transversal de un tubo debido a la condición de no deslizamiento en las paredes. Más bien, la velocidad varía desde cero en las paredes hasta algún valor máximo en la línea central del tubo o cerca de éste. Se define la velocidad promedio V_{prom} como el valor promedio de V_n a través de toda la sección transversal del tubo (Fig. 3.7.3):

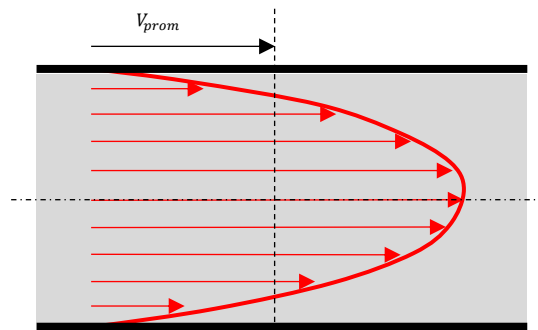


Figura 3.7.3
La velocidad promedio V_{prom} se define como la rapidez promedio a través de una sección transversal.

Velocidad promedio:

$$V_{prom} = \frac{1}{A_c} \int_{A_c} V_n dA_c \quad 3.44$$

donde A_c es el área de la sección transversal normal a la dirección del flujo. No te que si la magnitud de la velocidad fuera V_{prom} en toda la sección transversal, el gasto de masa sería idéntico al que se obtiene cuando se integra el perfil real de velocidad. De donde, para el flujo incompresible o inclusive para el flujo compresible para el cual ρ sea uniforme a lo largo de A_c , la ecuación 3.44 queda:

$$\dot{m} = \rho V_{prom} A_c \quad (kg/s) \quad 3.45$$

Para el flujo compresible se puede concebir ρ como la densidad promedio sobre la sección transversal y entonces, no obstante, se usa la ecuación 3.45 como una aproximación razonable. Por sencillez, se elimina el subíndice de la velocidad promedio. A menos que se indique lo contrario, V denota la velocidad promedio en la dirección del flujo. Asimismo, A_c denota el área de la sección transversal normal a la dirección del flujo.

El volumen del fluido que fluye a través de una sección transversal por unidad de tiempo se llama razón de flujo volumétrico o gasto volumétrico o simplemente flujo volumétrico $\dot{V}$. (Figura 3.7.4) y se da por:

$$\dot{V} = \int_{A_c} V_n dA_c = V_{prom} A_c = V A_c \quad (m^3/s) \quad 3.46$$

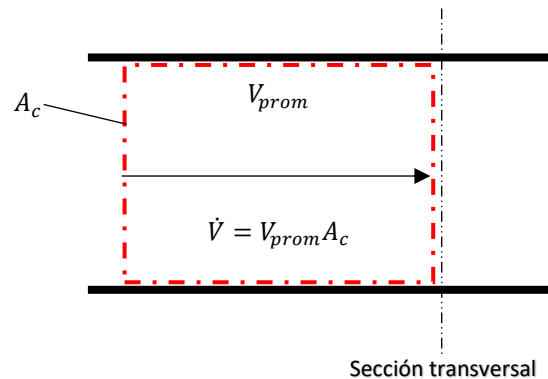


Figura 3.7.4

El gasto volumétrico es el volumen de fluido que fluye a través de una sección transversal por unidad de tiempo

En 1628 el monje italiano Benedetto Castelli (1577-1644) publicó una primera forma de la ecuación 4.2. Note que en muchos textos de mecánica de fluidos se usa Q en lugar de $\dot{V}$. para el gasto volumétrico. Aquí se usa $\dot{V}$ para evitar con fusión con la transferencia de calor Las razones de flujo de masa y de volumen están relacionadas por:

$$\dot{m} = \rho \dot{V} = \frac{\dot{V}}{v} \quad (kg/s) \quad 3.47$$

Donde v es el volumen específico. Esta relación es análoga $m = \rho V = V/v$, la cual es la relación entre la masa y el volumen de un fluido en un recipiente.

3.7.2 CONSERVACION DE LA MASA

Este principio para un volumen de control se puede expresar como: la transferencia neta de masa hacia dentro un volumen de control, o hacia fuera de éste durante un intervalo t es igual al cambio neto (aumento o disminución) en la masa total que está dentro de ese volumen en el transcurso de Δt ; es decir:

$$\left(\text{Masa total que entra al VC durante } \Delta t \right) - \left(\text{Masa total que sale al VC durante } \Delta t \right) = \left(\text{Cambio neto durante } \Delta t \text{ en la masa que esta dentro del VC} \right)$$

O

$$m_{entrada} - m_{salida} = \Delta m_{vc} \quad (kg) \quad 3.48$$

donde $\Delta m_{vc} = m_{final} - m_{inicial}$ es el cambio en la masa del volumen de control durante el proceso (Figura 3.7.5). Esto también se puede expresar en la forma de razón como:

$$\dot{m}_{entrada} - \dot{m}_{salida} = dm_{vc}/dt \quad (kg/s) \quad 3.49$$

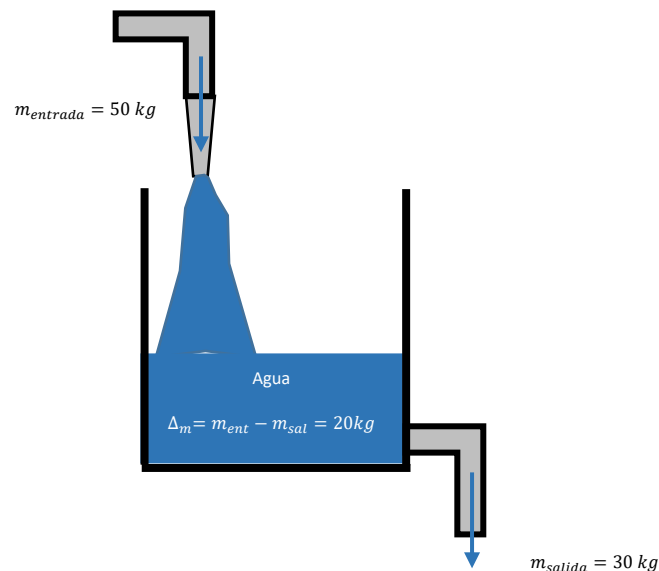


Figura 3.4.5
Principio de conservación de la masa para una tina común de baño.

donde $\dot{m}_{entrada}$ y $\dot{m}_{salida}$ son las razones totales de flujo de masa hacia dentro y hacia fuera del volumen de control, y $\frac{dm_{VC}}{dt}$ es la razón de cambio de la masa que está dentro de las fronteras de ese volumen. Con frecuencia, se hace mención de las ecuaciones 3.48 y 3.49 como el balance de masa y son aplicables a cualquier volumen de control que pase por alguna clase de proceso. Considere un volumen de control de forma arbitraria, como se muestra en la figura 3.4.6. La masa de un volumen diferencial dV que esté dentro del volumen de control es $dm = \rho dV$. Por integración se determina que la masa total dentro del volumen de control en cualquier instante t es:

Masa total dentro del VC:

$$m_{VC} = \int_{VC} \rho dV \quad 3.50$$

Entonces la razón de cambio de la cantidad de masa dentro del volumen de control se puede expresar como

Razón de cambio de la masa dentro del VC:

$$\frac{dm_{VC}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho dV \quad 3.51$$

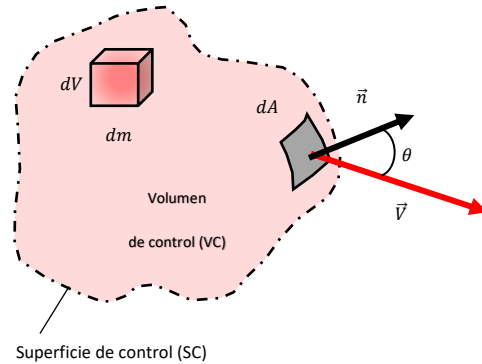


Figura 3.4.6
Volumen de control diferencial dV y la superficie de control diferencial dA utilizada en la obtención de la relación de conservación de la masa.

Para el caso especial en que ninguna masa cruza la superficie de control (es decir, el volumen de control es semejante a un sistema cerrado), el principio de conservación de la masa se reduce al de un sistema que se puede expresar como $\frac{dm_{VC}}{dt} = 0$. Esta relación es

válida si el volumen de control es fijo, móvil o se deforma. Ahora considere flujo másico que entra o sale del volumen de control por un área diferencial dA en la superficie de control de un volumen de control fijo; donde $\vec{n}$ es el vector unitario exterior de dA normal a dA y $\vec{V}$ la velocidad de flujo en dA respecto a un sistema de coordenadas fijo, como se ilustra en la figura 3.4.6. En general, la velocidad puede cruzar dA a un ángulo θ de la normal de dA , y el flujo másico es proporcional a la componente normal de la velocidad $\vec{V} \cos \theta$ el cual varía de un flujo de salida máximo de $\vec{V}$ para $\theta = 0$ (el flujo es normal a dA) a un mínimo de cero para $\theta = 90^\circ$ (el flujo es tangente a dA) y a un flujo de entrada máximo de $\vec{V}$ para $\theta = 180^\circ$ (el flujo es normal a dA pero en dirección contraria). Si se utiliza el concepto del producto punto de dos vectores, la magnitud de la componente normal de la velocidad se puede expresar como

$$\text{Componente normal de velocidad:} \quad V_n = V \cos \theta = \vec{V} \cdot \vec{n} \quad 3.52$$

El flujo másico por dA es proporcional a la densidad del fluido ρ , la velocidad normal V_n y el área de flujo dA , así que se expresa como

$$\text{Flujo másico diferencial:} \quad \delta \dot{m} = \rho V_n dA = (V \cos \theta) dA = \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA \quad 3.53$$

El flujo neto que entra o sale del volumen de control por toda la superficie de control se obtiene integrando $\delta \dot{m}$ sobre la totalidad de esta última,

$$\text{Flujo másico neto:} \quad \dot{m}_{neto} = \int_{sc} \delta \dot{m} = \int_{sc} \rho V_n dA = \int_{sc} \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA \quad 3.54$$

Note que $\vec{V} \cdot \vec{n} = V \cos \theta$ es positivo para $\theta < 90^\circ$ (flujo hacia fuera) y negativo para $\theta = 90^\circ$ (flujo hacia dentro). Por lo tanto, la dirección del flujo se explica de forma automática y la integral de superficie de la ecuación 3.53 da directamente el flujo másico neto. Un valor positivo para $\dot{m}_{neto}$ indica salida neta de flujo y otro negativo indica entrada neta de flujo de masa. Al reacomodar los términos de la ecuación 3.54 como $\frac{dm_{vc}}{dt} + \dot{m}_{salida} - \dot{m}_{entrada} = 0$, la relación de conservación de la masa para un volumen de control fijo se puede expresar como

$$\text{Conservación general de la masa:} \quad \frac{d}{dt} \int_{vc} \rho dV + \int_{sc} \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA = 0 \quad 3.55$$

Ésta expresa que la rapidez de cambio de la masa dentro del volumen de control más el flujo másico neto por la superficie de control es igual a cero. Si se divide en dos partes la integral de superficie en la ecuación 3.55, una para las corrientes de flujo salientes (positiva)

y otra para las entrantes (negativa), la relación general de conservación de la masa también se puede expresar como

$$\frac{d}{dt} \int_{vc} \rho dV + \sum_{salida} \int_A \rho V_n dA - \sum_{entrada} \int_A \rho V_n dA = 0 \quad 3.56$$

donde A representa el área para una entrada o salida y el signo de la sumatoria se usa para remarcar que están consideradas todas las entradas y salidas. Si se utiliza la definición de flujo másico, la ecuación 3.56 también puede ser expresada como

$$\frac{d}{dt} \int_{vc} \rho dV + \sum_{entrada} \dot{m} - \sum_{salida} \dot{m} = 0 \quad o \quad \frac{dm_{vc}}{dt} = \sum_{entrada} \dot{m} - \sum_{salida} \dot{m} \quad 3.57$$

Las ecuaciones 3.56 y 3.57 son válidas también para volúmenes de control móviles o con deformación siempre y cuando la velocidad absoluta $\vec{V}$ se reemplace por la velocidad relativa $\vec{V}_r$, que corresponde a la del fluido en relación con la superficie de control.

3.7.3 BALANCE DE MASA PARA PROCESOS DE FLUJO ESTABLE

Durante un proceso de flujo estable, la cantidad total de masa contenida dentro de un volumen de control no cambia con el tiempo ($m_{vc} = \text{constante}$). Entonces el principio de conservación de la masa requiere que la cantidad total de masa que entra a un volumen de control sea igual a la cantidad total de masa que sale del mismo. Cuando se trata de procesos de flujo estable, el interés no se centra en la cantidad de masa que entra o sale de un dispositivo con el tiempo, pero sí se está interesado en la cantidad de masa que fluye por unidad de tiempo, es decir, el flujo másico $\dot{m}$. El principio de conservación de la masa para un sistema general de flujo estable con entradas y salidas múltiples se puede expresar en forma de tasa como (Fig. 3.4.7)

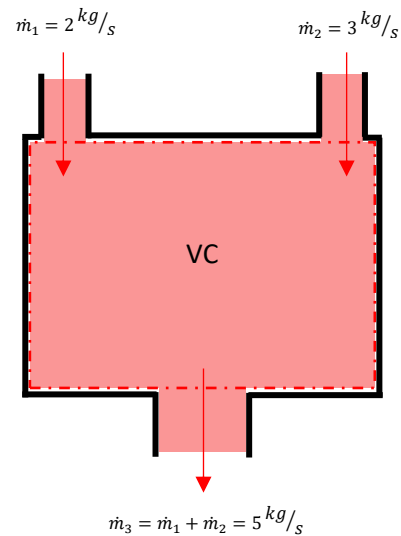


Figura 3.4.7
Principio de conservación de la masa para un sistema de flujo estable con dos entradas y una salida.

Flujo estable:

$$\sum_{entrada} \dot{m} = \sum_{salida} \dot{m} \quad (kg/s) \quad 3.58$$

La que expresa que la tasa total de masa que entra a un volumen de control es igual a la tasa total de masa que sale del mismo. Muchos dispositivos de ingeniería como toberas, difusores, turbinas, compresores y bombas tienen que ver con una sola corriente (únicamente una entrada y una salida). En estos casos, el estado de entrada se denota con el subíndice 1 y el de salida con el subíndice 2, y se eliminan los signos de sumatoria. Entonces, para sistemas de flujo estable de una sola corriente la ecuación 3.58 se reduce a

Flujo estable, corriente única

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 \rightarrow \rho_1 V_1 A_1 = \rho_2 V_2 A_2 \quad 3.59$$

FLUJO MASICO FLUJO INCOMPRESIBLE

Las relaciones de conservación de la masa pueden simplificarse aún más cuando el fluido es incompresible, lo cual es el caso en los líquidos. La cancelación de la densidad en ambos lados de la relación general de flujo estable da

Flujo incompresible, estable

$$\sum_{entrada} \dot{V} = \sum_{salida} \dot{V} \quad (m^3/s) \quad 3.59$$

Para sistemas de flujo estable con una sola corriente la ecuación anterior se convierte en

Flujo incompresible estable, (corriente única)

$$\dot{V}_1 = \dot{V}_2 \rightarrow V_1 A_1 = V_2 A_2 \quad 3.60$$

- Es necesario tener siempre presente que no existe un principio de “conservación del volumen”; por lo tanto, los flujos volumétricos que entran y salen de un dispositivo

de flujo estable pueden ser diferentes. El flujo volumétrico en la salida de un compresor de aire es mucho menor que el de entrada, aunque el flujo másico de aire por el compresor sea constante (Figura 3.4.8). Esto se debe a la mayor densidad del aire en la salida del compresor. Sin embargo, para flujo estable de líquidos los flujos volumétricos, así como los másicos, permanecen constantes porque los líquidos son esencialmente sustancias incompresibles (densidad constante). El flujo de agua a través de la tobera de una manguera de jardín ejemplifica este último caso. El principio de conservación de la masa se basa en observaciones experimentales y requiere que se tome en cuenta toda la masa durante un proceso. Si puede llevar el balance de su chequera con mantener un registro de depósitos y retiros, o simplemente observando el principio de “conservación del dinero”, no debe tener dificultad en aplicar el principio de conservación de la masa a sistemas de ingeniería.

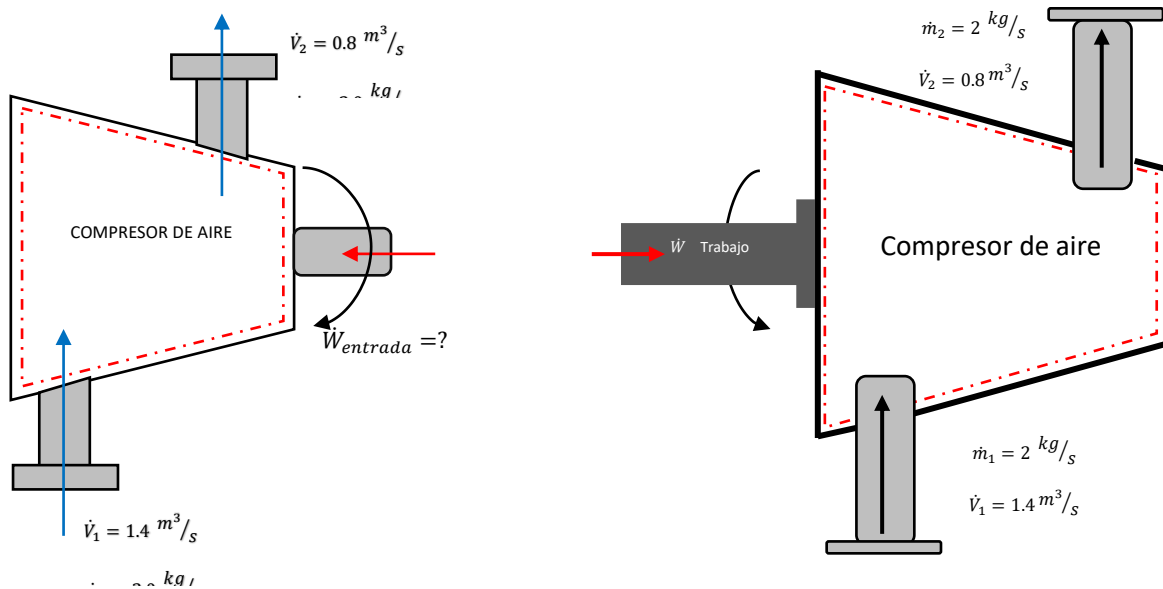


Figura 3.4.8

Durante un proceso de flujo estable, los flujos volumétricos no necesariamente se conservan, aunque sí los flujos másicos

El principio de conservación de la masa para un volumen de control se puede expresar como: la transferencia neta de masa hacia o desde el volumen de control durante un intervalo de tiempo t es igual al cambio neto (incremento o disminución) en la masa total dentro del volumen de control durante t . Es decir,

$$\left[\begin{array}{c} \text{masa que entra} \\ \text{al VC de control durante } \Delta t \end{array} \right] - \left[\begin{array}{c} \text{masa que sale del VC} \\ \text{durante } \Delta t \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{cambio neto de masa} \\ \text{dentro del VC durante } \Delta t \end{array} \right]$$

O bien

$$m_{entrada} - m_{salida} = \Delta m_{VC} \quad (kg) \quad 3.61$$

donde $m_{VC} = m_{final} - m_{inicial}$ es el cambio en la masa del volumen de control durante un proceso. También se puede expresar en la forma de tasa como

$$\dot{m}_{entrada} - \dot{m}_{salida} = d\dot{m}_{VC}/dt \quad \left(\frac{kg}{s}\right) \quad 3.62$$

donde $\dot{m}_{entrada}$ y $\dot{m}_{salida}$ son los flujos másicos hacia adentro y hacia afuera del volumen de control, y $d\dot{m}_{VC}/dt$ es la misma rapidez de cambio de masa con respecto al tiempo dentro de las fronteras del volumen de control. Comúnmente se hace referencia a las ecuaciones 3.61 y 3.62 como balance de masa y son aplicables a cualquier volumen de control que experimenta alguna clase de proceso.

La masa de un volumen diferencial dV dentro del volumen de control es $dm = \rho dV$. La masa total dentro del volumen de control en cualquier instante t se determina mediante integración como

Masa total dentro del VC:

$$m_{VC} = \int_{VC} \rho dV \quad 3.63$$

Entonces la rapidez del cambio de la cantidad de masa dentro del volumen de control con respecto al tiempo se puede expresar como

Rapidez de cambio de la masa dentro del VC:

$$\frac{dm_{VC}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho dV \quad 3.64$$

3.8 PROPIEDADES TRMODINÁMICAS DEL POR E AGUA

3.8.1 CALIDAD DE UNA MEZCLA

Estados de líquido saturado y de vapor saturado: Las propiedades de líquido saturado y de vapor saturado para el agua se enumeran en las tablas A-4 y A-5, las cuales proporcionan

la misma información, pero con una única diferencia: en la A-4 las propiedades se enumeran a partir de la temperatura y en la A-5 por la presión. En consecuencia, es más conveniente utilizar la A-4 cuando se tiene la temperatura y la A-5 cuando se tiene la presión. El uso de la tabla A-4 se ilustra en la figura 3.8.1. El subíndice f se emplea para denotar propiedades de un líquido saturado y el subíndice g para expresar las propiedades de vapor saturado. Estos símbolos son de uso común en termodinámica y provienen del alemán. Otro subíndice común es fg , el cual denota la diferencia entre los valores de vapor saturado y líquido saturado de la misma propiedad. Por ejemplo,

$$v_f = \text{Volumen específico del líquido saturado}$$

$$v_g = \text{Volumen específico del vapor saturado}$$

Figura. 3.8.1

Tabla A-4, agua saturada, temperaturas

TABLA A-4			
Agua saturada. Tabla de temperaturas			
Temp., T °C	Pres. sat., P_{sat} kPa	Volumen específico, m^3/kg	
		Líqu. sat., v_f	Vapor sat., v_g
0.01	0.6117	0.001000	206.00
5	0.8725	0.001000	147.03
10	1.2281	0.001000	106.32
15	1.7057	0.001001	77.885
20	2.3392	0.001002	57.762

3.8.2 MEZCLA SATURADA DE LÍQUIDO-VAPOR

Durante un proceso de evaporación, una sustancia existe como una parte líquida y otra de vapor, es decir, es una mezcla de líquido saturado y vapor saturado (Figura 3.8.2). Para analizar esta mezcla de manera apropiada, es necesario conocer en qué proporciones se hallan dentro de la mezcla las fases líquidas y de vapor. Esto se consigue definiendo una nueva propiedad llamada la calidad x como la razón entre la masa de vapor y la masa total de la mezcla:

$$x = \frac{m_{\text{vapor}}}{m_{\text{total}}} \quad 3.65$$

Donde:

$$m_{\text{total}} = m_{\text{líquido}} + m_{\text{vapor}} \quad 3.68$$

$$m_{\text{total}} = m_f + m_g \quad 3.67$$

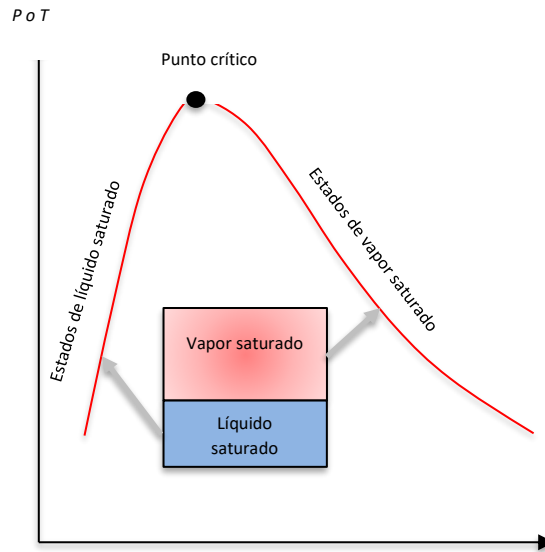
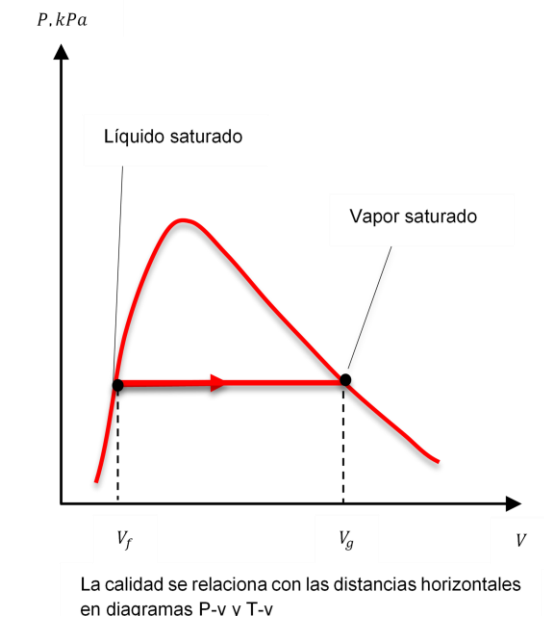


Figura 3.8.2
Las cantidades relativas de las fases líquida y de vapor en una mezcla saturada se especifican mediante la calidad x

EJEMPLO: Cambio de volumen y energía durante la evaporación: Una masa de 200 gramos de agua líquida saturada se evapora por completo a una presión constante de 100 kPa. Determine a) el cambio de volumen y b) la cantidad de energía transferida al agua.



Solución Se evapora agua líquida saturada a presión constante. Se determinarán el cambio de volumen y la energía transferida.

Análisis a) El proceso descrito se ilustra en un diagrama P-v. El cambio de volumen por unidad de masa durante el proceso de evaporación es v_{fg} , que es la diferencia entre v_g y v_f . Al tomar de la tabla A-5 estos valores a 100 kPa y sustituir, se obtiene

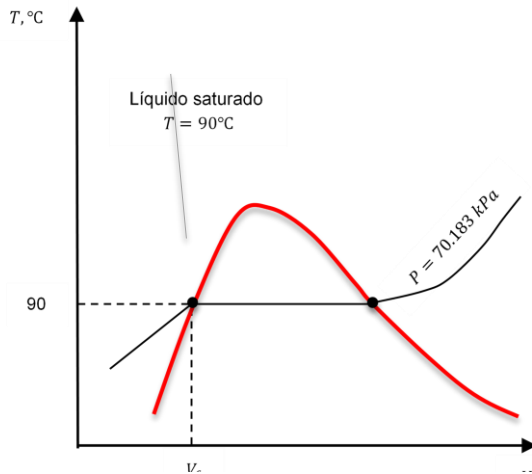
$$v_{fg} = v_g - v_f = 1.6941 - 0.001043 \text{ m}^3/\text{kg} = 1.6931 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Por lo tanto, se obtiene

$$\Delta V = m v_{fg} = (0.2 \text{ kg}) (1.6931 \text{ m}^3/\text{kg}) = 0.3386 \text{ m}^3$$

La cantidad de energía necesaria para evaporar una masa unitaria de sustancia a una determinada presión es la entalpía de evaporación a esa presión, que es $h_{fg} = 2257.5 \text{ kJ/kg}$ para el agua a 100 kPa. Por lo tanto, la cantidad de energía transferida es

EJEMPLO: Temperatura del líquido saturado en un cilindro: Un recipiente rígido contiene 50 kg de agua líquida saturada a 90°C. Determine la presión en el recipiente y el volumen del mismo.



Solución: Un recipiente rígido contiene agua líquida saturada. Se determinarán la presión y el volumen del recipiente.

Análisis: El estado del agua líquida saturada se muestra en un diagrama $T - v$. Puesto que en el recipiente existen condiciones de saturación la presión debe ser la presión de saturación a 90°C:

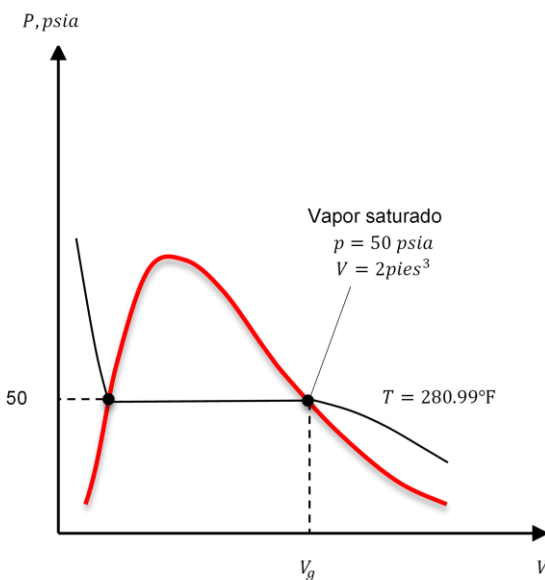
TABLA A-4

Agua saturada. Tabla de temperaturas

Temp., T °C	Pres. sat., P_{sat} kPa	Volumen específico, m^3/kg	
		Líqu. sat., v_f	Vapor sat., v_g
75	38.597	0.001026	4.1291
80	47.416	0.001029	3.4053
85	57.868	0.001032	2.8261
90	70.183	0.001036	2.3593
95	84.609	0.001040	1.9808

$$P_{sat@90^\circ\text{C}} = 70.183 \text{ kPa}$$

EJEMPLO: Temperatura del vapor saturado en un cilindro: Un dispositivo que consta de cilindro-émbolo contiene 2 pies³ de vapor de agua saturado a 50 psia de presión. Determine la temperatura y la masa del vapor dentro del cilindro.



Solución Un cilindro contiene vapor de agua saturado. Se determinarán la temperatura y la masa del vapor.

Análisis El estado del vapor saturado se muestra en un diagrama $P - v$. Puesto que el cilindro contiene vapor saturado a 50 psia, la temperatura interior debe ser la temperatura de saturación a esta presión:

TABLA A-5E

Agua saturada. Tabla de presiones

Pres., P psia	Temp. sat., T_{sat} °F	Volumen específico, ft^3/lbm	
		Líqu. sat., v_f	Vapor sat., v_g
45	274.41	0.01721	9.4028
50	280.99	0.01727	8.5175
55	287.05	0.01732	7.7882
60	292.69	0.01738	7.1766
65	297.95	0.01743	6.6560

$$T_{sat@50 \text{ psia}} = 280.99^\circ\text{F}$$

La calidad tiene significado sólo para mezclas saturadas, de ahí que para las regiones de líquido comprimido o de vapor sobrecalentado no lo tenga. Su valor está entre 0 y 1: la calidad de un sistema compuesto por líquido saturado es 0 (o 0 por ciento) y la de uno compuesto por vapor saturado es 1 (o 100 por ciento). En mezclas saturadas, la calidad puede servir como una de las dos propiedades intensivas independientes necesarias para describir un estado. Observe que las propiedades del líquido saturado son las mismas ya sea que éste exista solo o en una mezcla con vapor saturado. Durante el proceso de vaporización sólo cambia la cantidad de líquido saturado, no sus propiedades, y lo mismo sucede con el vapor saturado. Una mezcla saturada se puede tratar como una combinación de dos subsistemas: el del líquido saturado y el del vapor saturado. Sin embargo, por lo general se desconoce la cantidad de masa en cada fase; por lo tanto, suele ser más conveniente imaginar que las dos fases se encuentran bien mezcladas y forman una mezcla homogénea (Figura 3.8.3). Por convención, un sistema de dos fases se puede tratar como una mezcla homogénea, entonces, las propiedades de esta “mezcla” serán las propiedades promedio de la mezcla saturada líquido-vapor que se hayan considerado.

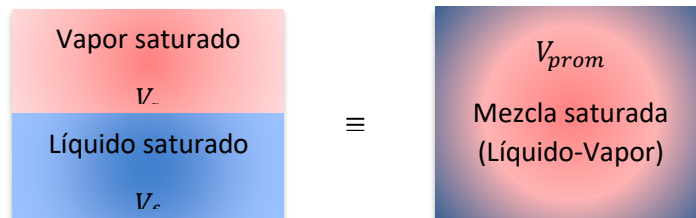


Figura 3.8.3

Por convención, un sistema de dos fases se puede tratar como una mezcla homogénea.

Esto se ejemplifica a continuación. Un recipiente contiene una mezcla saturada líquido-vapor. El volumen ocupado por el líquido saturado es V_f , mientras que el volumen para el vapor saturado es V_g . (figura 3.8.4)

El volumen total V es la suma de los dos:

$$v = v_f + v_g \quad 3.68$$

$$V = mv \rightarrow m_t = V_{prom} = m_f v_f + m_g v_g \quad 3.69$$

$$m_f = m_t - m_g \rightarrow m_t V_{prom} = (m_t - m_g) V_f + m_g v_g \quad 3.70$$

Al dividir entre m_t , se obtiene

$$V_{prom} = (1 - x) V_f + x v_g \quad 3.71$$

puesto que $x = \frac{m_{vapor}}{m_{total}}$, esta relación se puede expresar también como

$$v_{prom} = v_f + x v_{fg} \quad \left[\frac{m^3}{kg} \right] \quad 3.72$$

donde $v_{fg} = v_g - v_f$. Si se despeja la calidad, se obtiene

$$x = \frac{v_{prom} - v_f}{v_{fg}} \quad 3.73$$

Con base en esta ecuación, la calidad se puede relacionar con las distancias horizontales en un diagrama $P - v$ o $T - v$ (Figura 3.8.5). A una temperatura o presión dadas, el numerador de la ecuación 2.5 es la distancia entre el estado real y el estado del líquido saturado, mientras el denominador es la longitud de toda la recta horizontal que une los estados de líquido saturado y vapor saturado. Un estado de calidad de 50 por ciento queda a la mitad de la recta horizontal.

Es posible repetir el análisis anterior para la energía interna y la entalpía, con los siguientes resultados:

$$u_{prom} = u_f + xu_{fg} \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 3.74$$

$$h_{prom} = h_f + xh_{fg} \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 3.75$$

Todos los resultados tienen el mismo formato, y se pueden resumir en una sola ecuación como:

$$y_{prom} = y_f + xy_{fg} \quad 3.76$$

donde y es v , u o h . El subíndice “prom” (para “promedio”) normalmente se elimina para simplificar. Los valores de las propiedades promedio de las mezclas están siempre entre los valores del líquido saturado y las propiedades de vapor saturado (Fig. 3.8.5).

Es decir

$$y_f \leq y_{prom} \leq y_g$$

Por último, todos los estados de mezcla saturada se localizan bajo la curva de saturación; por lo tanto, para analizar mezclas saturadas todo lo que se necesita son los datos de líquido y de vapor saturados (Tablas A-4 y A-5 para el caso del agua).

Las tablas de propiedades también contienen información para mezclas saturadas de sólido-vapor. Por ejemplo, las propiedades de mezclas saturadas hielo-vapor de agua se listan en la tabla A-8. Las mezclas saturadas sólido-vapor se manejan igual que las mezclas saturadas de líquido-vapor.

P o T

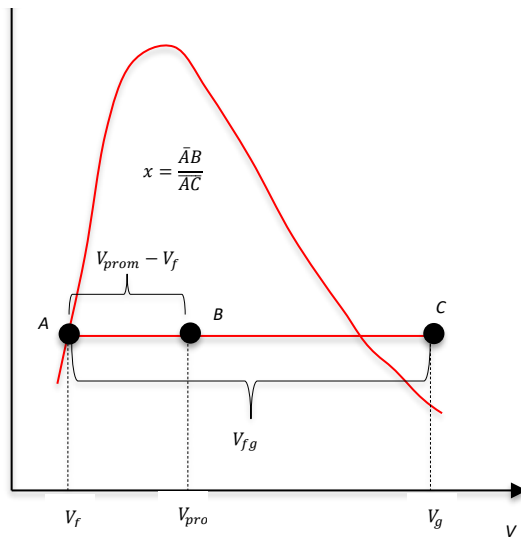


Figura 3.8.4
Las cantidades relativas de las fases líquida y de vapor en una mezcla saturada se especifican mediante la calidad x

P o T

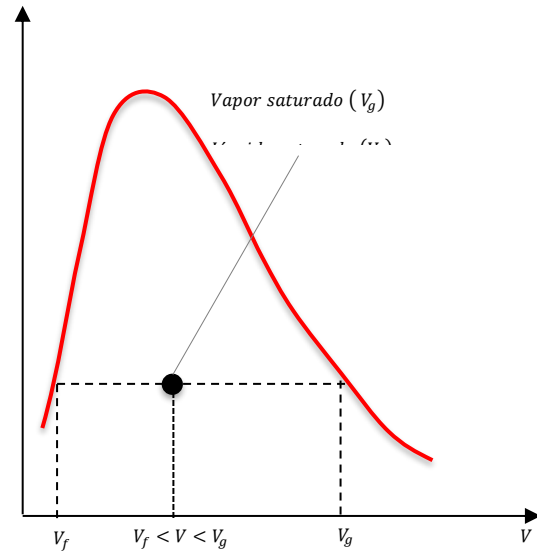
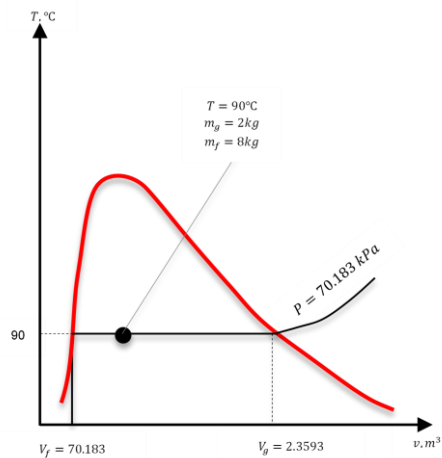


Figura 3.8.5

El valor V de una mezcla saturada líquido-vapor yace entre los valores V_f y V_g a T o P específicas.

EJEMPLO: Presión y volumen de una mezcla saturada: Un recipiente rígido contiene 10 kg de agua a 90°C. Si 8 kg del agua están en forma líquida y el resto como vapor, determine a) la presión en el recipiente y b) el volumen del recipiente.



Solución: Un recipiente rígido contiene una mezcla saturada. Se determinarán la presión y el volumen del recipiente.

Análisis: a) El estado de la mezcla saturada líquido-vapor se muestra en la gráfica. Como las dos fases coexisten en equilibrio, se tiene una mezcla saturada y la presión debe ser la de saturación a la temperatura

$$P_{\text{sat}@90^\circ\text{C}} = 7083 \text{ kPa}$$

b) A 90°C, se tiene $v_f = 0.001036 \text{ m}^3/\text{kg}$ y $v_g = 2.3593 \text{ m}^3/\text{kg}$ (Tabla A-4). Una manera de hallar el volumen del recipiente es determinar el volumen que ocupa cada fase y luego sumarlos:

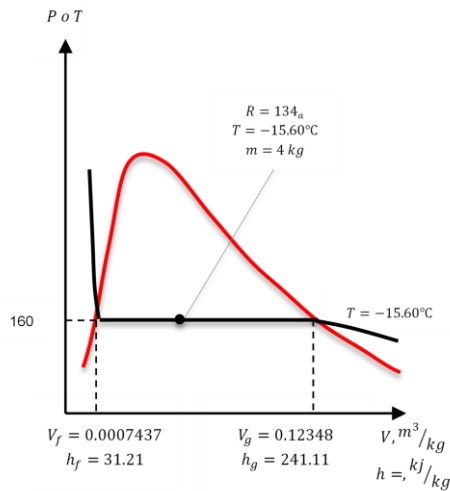
$$\begin{aligned} V &= v_f + v_g = m_f v_f + m_g v_g \\ &= (8 \text{ kg}) (0.001036 \text{ m}^3/\text{kg}) + (2 \text{ kg}) (2.3593 \text{ m}^3/\text{kg}) \\ &= 4.73 \text{ m}^3 \end{aligned}$$

Otra forma es determinar primero la calidad x , luego el volumen específico promedio v y, por último, el volumen total:

$$m_a \quad 2 \text{ ka}$$

EJEMPLO:

Propiedades de mezcla saturada líquido-vapor: Un recipiente de 80 L contiene 4 kg de refrigerante 134a a una presión de 160 kPa. Determine a) la temperatura, b) la calidad, c) la entalpía del refrigerante y d) el volumen que ocupa la fase vapor.



Solución Un recipiente está lleno con refrigerante 134a y se determinarán algunas propiedades del refrigerante.

Análisis a) El estado de la mezcla saturada líquido-vapor se muestra en la figura. No se sabe si el refrigerante está en la región de líquido comprimido, vapor sobrecalentado o mezcla saturada, pero es posible determinarlo al comparar una propiedad adecuada con los valores del líquido y el vapor saturados. De la información dada, se puede determinar el volumen específico:

$$v = \frac{V}{m} = \frac{0.080 \text{ m}^3}{4 \text{ kg}} = 0.02 \text{ m}^3/\text{kg}$$

A 160 kPa se toma de la tabla

$$v_f = 0.0007437 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$v_g = 0.12348 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Resulta que: $v_f < v < v_g$ y el refrigerante está en una mezcla saturada, por lo que su temperatura debe de ser la de saturación a la presión dada:

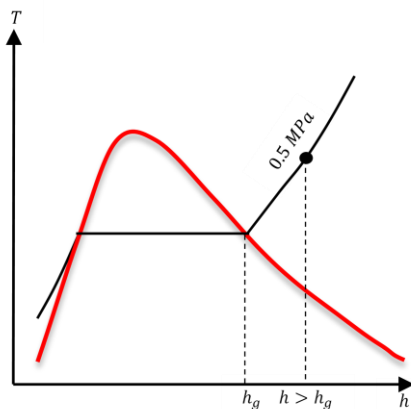
$$T = T_{\text{sat}@160 \text{ kPa}} = -15.60^\circ\text{C}$$

b) la calidad es

$$x = \frac{v - v_f}{v_g - v_f} = \frac{0.02 - 0.0007437}{0.12348 - 0.0007437} = 0.157$$

c) A 160 kPa se toma de la tabla A-12 que $h_f = 31.21 \text{ kJ/kg}$ y $h_{fg} = 209.90 \text{ kJ/kg}$ entonces nos queda:

EJEMPLO: Temperatura del vapor saturado: Determine la temperatura del agua en un estado de $h = 2890 \text{ kJ/kg}$, $P = 0.5 \text{ MPa}$



Solución: Se determinará la temperatura del agua en un estado especificado.

Análisis: A 0.5 MPa la entalpía del vapor de agua saturado es $h_g = 2748.1 \text{ kJ/kg}$. Puesto que $h > h_g$, como se ilustra en la figura, se tiene de nuevo vapor sobrecalentado. Debajo de 0.5 MPa en la tabla A-6 se lee

$P = 0.5 \text{ MPa}$	
$h \text{ (kJ/kg)}$	$T (^\circ\text{C})$
2855.8	200
2890.0	$T = ?$
2961.0	250

Interpolación lineal

$$s = \frac{(250 - 200) \text{ kJ/kg}}{(2961.0 - 2855.8)^\circ\text{C}} = 0.4752$$

$$s = \frac{(T - 200)^\circ\text{C}}{(2961.0 - 2855.8) \text{ kJ/kg}}$$

$$T - 200 = (0.4752)(2890 - 2855.8)$$

$$T = (0.4752)(34.02) + 200$$

$$T = 216.16^\circ\text{C}$$

3.8.3 VAPOR SOBRECALENTADO

En la región situada a la derecha de la línea de vapor saturado y a temperaturas superiores a la temperatura en el punto crítico, una sustancia existe como vapor sobrecalentado. Como la región sobrecalentada es de una sola fase (únicamente la de vapor), la temperatura y la presión ya no son propiedades dependientes y pueden usarse de manera conveniente como dos propiedades independientes en las tablas. El formato de las tablas de vapor sobrecalentado se ilustra en la figura 3.8.6. En estas tablas, las propiedades se indican a la derecha de la temperatura para presiones seleccionadas, empezando por los datos de vapor saturado. La temperatura de saturación se da entre paréntesis después del valor de presión.

Presiones menores ($P < P_{\text{sat}}$ a una T dada)

Temperaturas superiores ($T > T_{\text{sat}}$ a una P dada)

Volúmenes específicos superiores ($V > V_{\text{sat}}$ a una P o T dada)

Energías internas superiores ($u > u_g$ a determinadas P o T)

Entalpías superiores ($h > h_g$ a P o T específicas)

TABLA A-6

Vapor de agua sobrecalentado

T °C	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/kg · K
$P = 0.01 \text{ MPa (45.81°C)}^*$				
Sat. [†]	14.670	2437.2	2583.9	8.1488
50	14.867	2443.3	2592.0	8.1741
100	17.196	2515.5	2687.5	8.4489
150	19.513	2587.9	2783.0	8.6893
200	21.826	2661.4	2879.6	8.9049
250	24.136	2736.1	2977.5	9.1015
300	26.446	2812.3	3076.7	9.2827
400	31.063	2969.3	3280.0	9.6094
500	35.680	3132.9	3489.7	9.8998
600	40.296	3303.3	3706.3	10.1631
700	44.911	3480.8	3929.9	10.4056
800	49.527	3665.4	4160.6	10.6312
900	54.143	3856.9	4398.3	10.8429
1000	58.758	4055.3	4642.8	11.0429
1100	63.373	4260.0	4893.8	11.2326
1200	67.989	4470.9	5150.8	11.4132

TABLA A-6E

Vapor de agua sobrecalentado

T °F	v ft ³ /lbm	u Btu/lbm	h Btu/lbm	s Btu/lbm · R
$P = 1.0 \text{ psia (101.69°F)}^*$				
Sat. [†]	333.49	1043.7	1105.4	1.9776
200	392.53	1077.5	1150.1	2.0509
240	416.44	1091.2	1168.3	2.0777
280	440.33	1105.0	1186.5	2.1030
320	464.20	1118.9	1204.8	2.1271
360	488.07	1132.9	1223.3	2.1502
400	511.92	1147.1	1241.8	2.1722
440	535.77	1161.3	1260.4	2.1934
500	571.54	1182.8	1288.6	2.2237
600	631.14	1219.4	1336.2	2.2709
700	690.73	1256.8	1384.6	2.3146
800	750.31	1295.1	1433.9	2.3553
1000	869.47	1374.2	1535.1	2.4299
1200	988.62	1457.1	1640.0	2.4972
1400	1107.8	1543.7	1748.7	2.5590

Figura 3.8.6

Listas parciales de vapor sobrecalentado de las tablas A-6 y A-6E

3.8.4 LÍQUIDO COMPRIMIDO

Las tablas para líquido comprimido no son muy comunes, por lo que la A-7 es la única que se presenta en este libro para dicho caso. El formato de la tabla A-7 es muy similar al de las de vapor sobrecalentado. Una de las razones por las que no hay datos para líquido comprimido es la relativa independencia de sus propiedades respecto a la presión. La variación de las propiedades de líquido comprimido con la presión es muy ligera: aumentar 100 veces esta última ocasiona que las propiedades cambien menos de 1 por ciento. A falta de datos para líquido comprimido, una aproximación general es considerar al líquido comprimido como un líquido saturado a la temperatura dada (Figura 3.8.7).

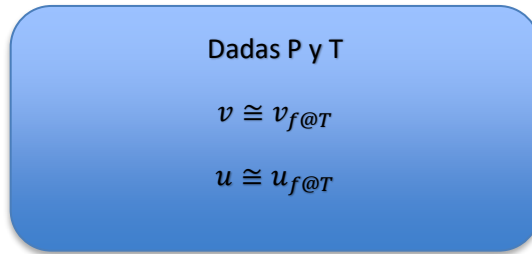


Figura 3.8.7

Un líquido comprimido se puede aproximar como un líquido saturado a la temperatura dada.

Esto se debe a que las propiedades del líquido comprimido tienen mayor dependencia de la temperatura que de la presión. Así $y \cong y_{f@T}$ para líquidos comprimidos donde y es v , u o h . De estas tres, la propiedad cuyo valor es más sensible a las variaciones de presión es la entalpía h . Aunque la aproximación anterior produce un error insignificante en v , y u , el error en h puede alcanzar niveles indeseables. Sin embargo, con h a presiones y temperaturas entre bajas y moderadas es posible reducir considerablemente el error al evaluar h a partir de

$$h \cong h_{f@T} + v_{f@T}(P - P_{sat@T}) \quad 3.77$$

en vez de considerarla igual a h_f . Sin embargo, observe que la aproximación en la ecuación 9 no produce ninguna mejora importante a temperaturas y presiones entre moderadas y altas, e incluso podría resultar contraproducente y causar un error mayor debido a la corrección hecha a temperaturas y presiones muy altas (véase Kostic, Analysis of Enthalpy Approximation for Compressed Liquid Water, IMECE 2004, ASME Proceedings, ASME, Nueva York, 2004)

En general, un líquido comprimido está caracterizado por:

Presiones superiores ($P > P_{sat}$ a una T dada)

Temperaturas inferiores ($T < T_{sat}$ a una P dada)

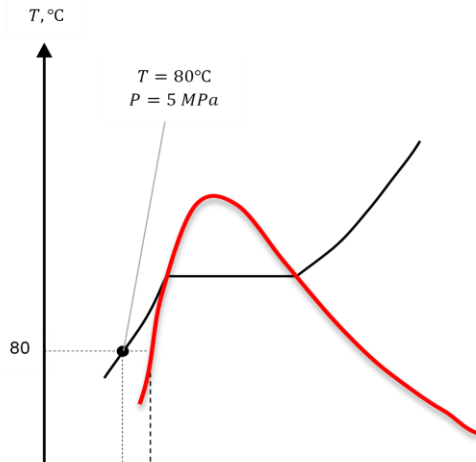
Volúmenes específicos inferiores ($V < V_f$ a una P o T dadas)

Energías internas inferiores ($u < u_f$ a una P o T dadas)

Entalpías inferiores ($h < h_f$ a una P o T dadas)

Al contrario del vapor sobrecalentado, las propiedades del líquido comprimido no son muy diferentes de los valores correspondientes para el líquido saturado.

EJEMPLO: Aproximación del líquido comprimido como líquido saturado: Determine la energía interna del agua líquida comprimida a 80°C y 5 MPa , con a) datos de la tabla para líquido comprimido y b) datos para líquido saturado. ¿Cuál es el error en el segundo caso?



Solución: Se determinarán los valores exacto y aproximado de la energía interna del agua líquida.

Análisis: A 80°C la presión de saturación del agua es 47.416 kPa , y como $5\text{ MPa} > P_{sat}$, es obvio que se tiene líquido comprimido, como se ilustra en la figura. a) De la tabla de líquido comprimido (Tabla A-7

$$\left. \begin{array}{l} P = 5\text{ MPa} \\ T = 80^{\circ}\text{C} \end{array} \right\} u = 333.82\text{ KJ/kg}$$

b) De la tabla de saturación (Tabla A-4), se lee

$$u \cong h_{fg@80^{\circ}\text{C}} = 334.97\text{ KJ/kg}$$

El error en que se incurre es

3.8.5 ESTADO DE REFERENCIA Y VALORES DE REFERENCIA

Los valores de u, h y s no se pueden medir directamente y se calculan a partir de propiedades medibles mediante las relaciones entre propiedades termodinámicas. Sin embargo, con estas relaciones se obtienen los cambios en las propiedades y no sus valores en estados específicos. Por lo tanto, es necesario elegir un estado de referencia conveniente y asignar un valor cero para una propiedad o propiedades convenientes en ese estado: para el agua, el estado de líquido saturado a 0.01°C se toma como el estado de referencia, mientras que a la energía interna y la entropía se les asignan valores cero. Para el refrigerante 134a se toma como estado de referencia el del líquido saturado a 40°C , mientras que a entalpía y entropía se les da el valor cero. Observe que algunas propiedades tienen valores negativos como consecuencia del estado de referencia elegido. En ocasiones, tablas diferentes muestran distintos valores para algunas propiedades en el mismo estado, como resultado de usar un estado de referencia diferente. A pesar de esto, la termodinámica se interesa por los cambios de las propiedades, por lo que el estado de referencia elegido no tiene consecuencias en los cálculos siempre que los valores empleados sean de un solo conjunto congruente de tablas o diagramas.

3.9 DIAGRAMAS DE FASE DE UNA SUSTANCIA PURA

Una sustancia que tiene una composición química fija en cualquier parte se llama sustancia pura. El agua, el nitrógeno, el helio y el dióxido de carbono, son algunos ejemplos de sustancias puras. Una sustancia pura no tiene que estar conformada por un solo elemento o compuesto químico. Una mezcla de varios de éstos también califica como una sustancia pura siempre y cuando la mezcla sea homogénea. El aire, por ejemplo, es una mezcla de varios gases, pero con frecuencia se considera como una sustancia pura porque tiene una composición química uniforme (Figura 3.9.1).

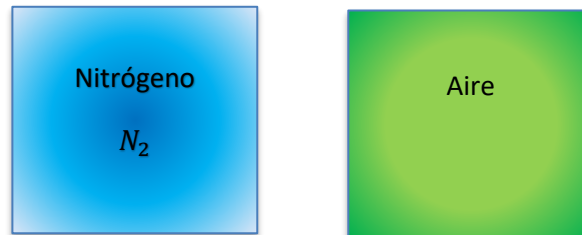


Figura 3.9.1
Nitrógeno y el aire son consideradas sustancias puras

Sin embargo, la mezcla de aceite y agua no es una sustancia pura, ya que el aceite no es soluble en agua, por lo que se acumula en la superficie y se forman dos regiones químicamente distintas. Una mezcla de dos o más fases de una sustancia pura se sigue considerando una sustancia pura mientras la composición química de las fases sea la misma (Figura 3.9.2). Una mezcla de hielo y agua líquida, por ejemplo, es una sustancia pura porque ambas fases tienen la misma composición química. No obstante, una mezcla de aire líquido con otro gaseoso, no compone una sustancia pura debido a que la composición del aire líquido es distinta de la del gaseoso y por lo tanto la mezcla ya no es químicamente homogénea. Esto se debe a que los diversos componentes del aire tienen distintas temperaturas de condensación a una presión especificada.

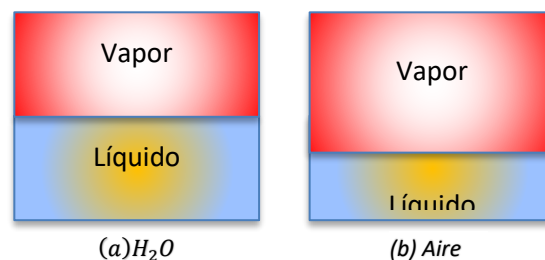


Figura 3.9.2
Una mezcla de agua líquida y gaseosa es una sustancia pura, pero una mezcla de aire líquido y gaseoso no lo es.

3.9.1 FASES DE UNA SUSTANCIA

Las sustancias existen en fases diferentes. A temperatura y presión ambiente el cobre es un sólido, el mercurio un líquido y el nitrógeno un gas, pero en condiciones distintas, cada

uno podría aparecer en fases diferentes. Aunque son tres las principales —sólida, líquida y gaseosa, una sustancia puede tener varias fases dentro de la principal, cada una con distinta estructura molecular. Algunos ejemplos son, el carbono existe como grafito o diamante en la fase sólida, el helio tiene dos fases líquidas y el hierro tres fases sólidas. A presiones altas, el hielo existe en siete fases diferentes. Una fase tiene una configuración molecular distinta, es homogénea en todas partes y está separada de las demás fases por superficies frontera de fácil identificación. Las dos fases del H_2O en el agua helada representan un buen ejemplo de esto.

Al estudiar dos fases o cambios de fase en termodinámica, no es necesario poner el interés en la estructura molecular y el comportamiento de las distintas fases, pero sí es muy útil comprender los fenómenos moleculares de cada fase. A continuación, se explica de manera breve las transformaciones de fase. Los enlaces moleculares son más fuertes en los sólidos y más débiles en los gases, debido en parte a que las moléculas en los primeros están más próximas entre sí, mientras que en los gases se hallan separadas por distancias relativamente grandes. Las moléculas en un sólido están dispuestas en un patrón tridimensional (red) que se repite por todo el sólido (Figura 3.9.2). A causa de las pequeñas distancias intermoleculares existentes en un sólido, las fuerzas de atracción entre las moléculas son grandes y las mantienen en posiciones fijas.

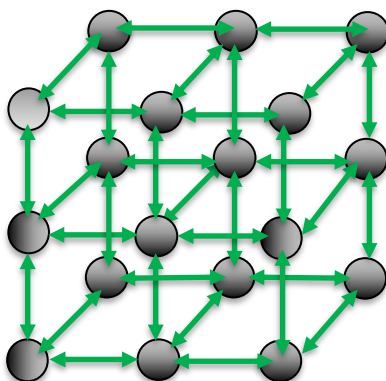


Figura 3.9.2

Las moléculas en un sólido se mantienen en sus posiciones por medio de grandes fuerzas intermoleculares.

Esas fuerzas de atracción entre moléculas se vuelven de repulsión a medida que la distancia intermolecular se aproxima a cero, lo cual evita que las moléculas se apilen unas sobre otras. Aunque las moléculas en un sólido permanecen en una posición relativamente fija, oscilan de manera continua respecto a sus posiciones de equilibrio. La velocidad de las moléculas durante estas oscilaciones depende de la temperatura: cuando ésta es muy alta, la velocidad (y en consecuencia la cantidad de movimiento) alcanza un punto donde las

fuerzas intermoleculares disminuyen de forma parcial y en el que grupos de moléculas se apartan (Figura 3.9.3).

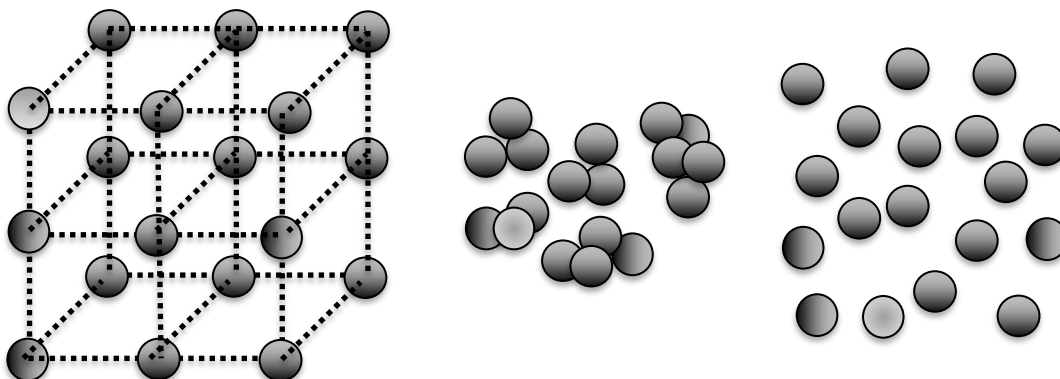


Figura 3.9.3

Disposición de los átomos en diferentes fases: a) las moléculas están en posiciones relativamente fijas en un sólido, b) grupos de moléculas se apartan entre sí en la fase líquida y c) las moléculas se mueven al azar en la fase gaseosa.

Éste es el comienzo del proceso de fusión. El espaciado molecular en la fase líquida es parecido al de la fase sólida, excepto en que las moléculas ya no están en posiciones fijas entre sí y pueden girar y trasladarse libremente. En un líquido, las fuerzas intermoleculares son más débiles en relación con los sólidos, pero su fuerza es mayor comparada con la de los gases. Comúnmente las distancias entre moléculas experimentan un ligero incremento cuando un sólido se vuelve líquido, pero el agua es una notable excepción. En la fase gaseosa, las moléculas están bastante apartadas, no hay un orden molecular, se mueven al azar con colisiones continuas entre sí y contra las paredes del recipiente que las contiene. Sus fuerzas moleculares son muy pequeñas, particularmente a bajas densidades, y las colisiones son el único modo de interacción entre las moléculas. En la fase gaseosa las moléculas tienen un nivel de energía considerablemente mayor que en la líquida o la sólida; por lo tanto, para que un gas se condense o congele debe liberar antes una gran cantidad de su energía (Figura 3.9.4)

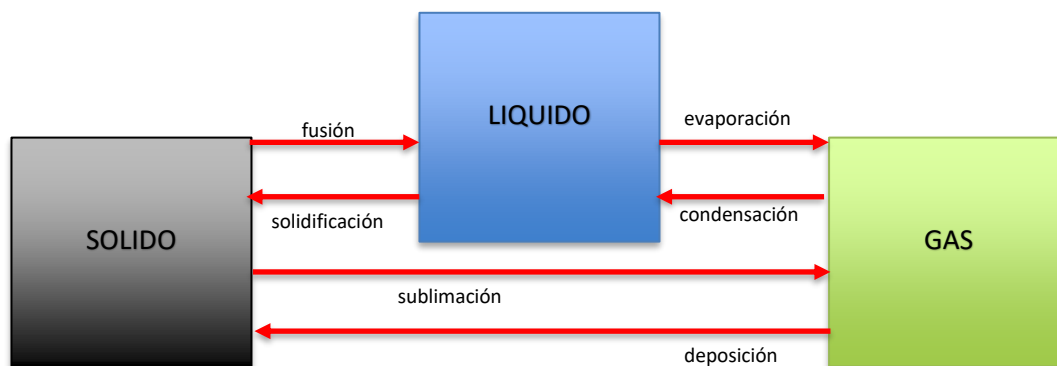


Figura 3.9.4

Cambios de estados de la materia de una sustancia pura

3.9.2 LIQUIDO COMPRIMIDO

Considere un dispositivo de cilindro-émbolo que contiene agua líquida a 20°C y 1 atm de presión (estado 1, Figura 3.9.5).



Figura 3.9.5
A 1 atm y 20°C , el agua existe en la fase líquida (líquido comprimido)

En estas condiciones el agua existe en fase líquida y se denomina líquido comprimido o líquido subenfriado, lo cual significa que no está a punto de evaporarse. Se transfiere calor al agua hasta aumentar su temperatura a, por ejemplo, 40°C . A medida que aumenta la temperatura, el agua líquida se expande un poco y por consiguiente aumenta su volumen específico. Entonces, debido a esta expansión el émbolo sube ligeramente. La presión en el cilindro permanece constante en 1 atm durante este proceso porque depende de la presión barométrica externa y el peso del émbolo, que son constantes.

El agua es aún un líquido comprimido en este estado puesto que no ha comenzado a evaporarse. Conforme se transfiere más calor, la temperatura aumenta hasta alcanzar 100°C (estado 2, Figura 3.9.6), punto en que el agua todavía permanece líquida, pero cualquier adición de calor hace que se vaporice algo de agua; es decir, está a punto de tener lugar un proceso de cambio de fase de líquido a vapor. Un líquido que está a punto de evaporarse se llama de líquido saturado; así, el estado 2 corresponde al de un líquido saturado.

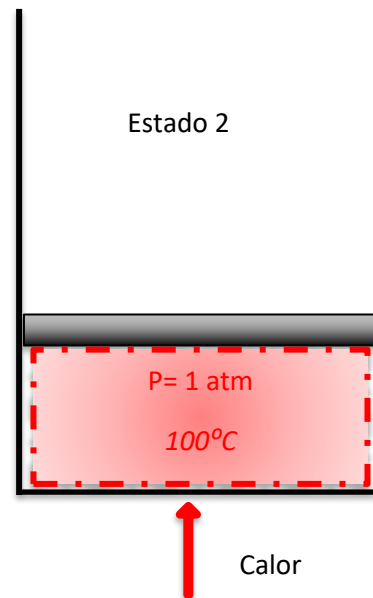


Figura 3.9.6
A 1 atm de presión y 100°C , el agua existe como un líquido que está listo para evaporarse (líquido saturado).

3.9.3 VAPOR SATURADO Y VAPOR SOBRE-CALENTADO

Una vez que empieza la ebullición, el aumento de temperatura se detiene hasta que se evapora todo el líquido. Es decir, si la presión se mantiene constante, durante el proceso de cambio de fase la temperatura también lo hará. Es fácil comprobar lo anterior al colocar un termómetro en agua pura que hierve sobre una estufa. A nivel del mar ($P = 1 \text{ atm}$), el termómetro siempre indicará 100°C si la cacerola está tapada o no con una tapa ligera. Durante un proceso de ebullición, el único cambio observable es un gran aumento en el volumen y una disminución constante en el nivel del líquido como resultado de una mayor cantidad de éste convertido en vapor. Casi a la mitad de la evaporación (estado 3, Figura 3.9.7), el cilindro contiene cantidades iguales de líquido y vapor.

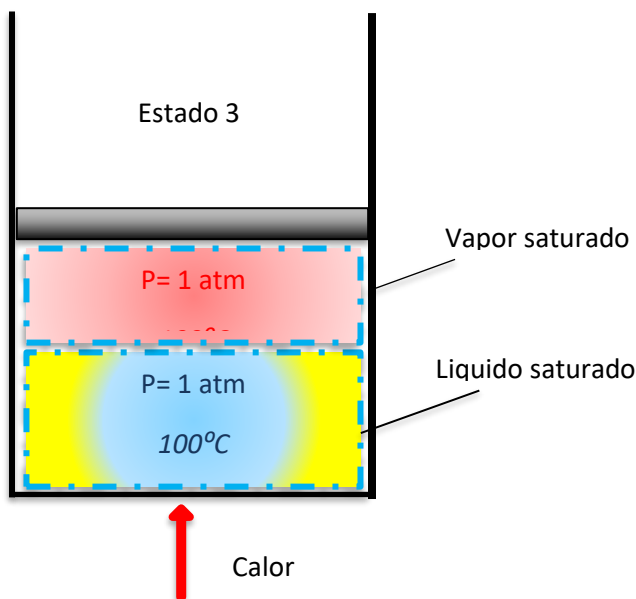


Figura 3.9.8

A medida que se transfiere más calor, parte del líquido saturado se evapora (mezcla saturada de líquido-vapor).

que pierda este vapor hará que se condense (cambio de fase de vapor a líquido).

Un vapor que está a punto de condensarse se llama vapor saturado; por lo tanto, el estado 4 es un estado de vapor saturado, y una sustancia entre los estados 2 y 4 se conoce como una mezcla saturada de líquido-vapor, debido a que en estos estados las fases líquidas y de vapor coexisten en equilibrio. Una vez completado, el proceso de cambio de fase terminal y se alcanza una región de una sola fase

Conforme continúa la transferencia de calor, el proceso de evaporación continuará hasta evaporarse la última gota de líquido (estado 4, Figura 3.9.8). En ese punto el cilindro está lleno de vapor, el cual se halla en el borde de la fase líquida. Cualquier cantidad de calor

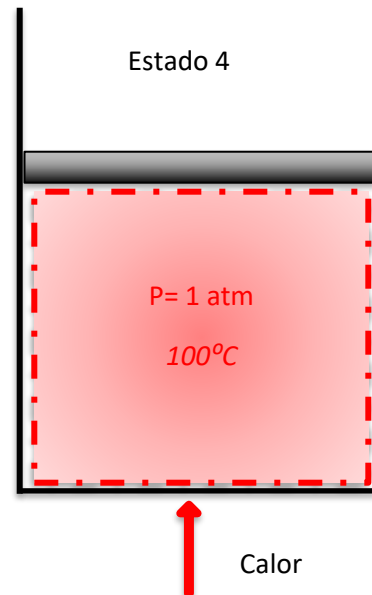


Figura 3.9.9

A 1 atm de presión, la temperatura permanece constante en 100°C hasta que se evapora la última gota de líquido (vapor saturado).

(esta vez vapor). En este punto, transferir más calor da como resultado un aumento de temperatura y de volumen específico (Figura 3.9.9).

En el estado 5 la temperatura del vapor es, por ejemplo, 300°C; si se transfiere algo de calor del vapor, la temperatura descendería un poco pero no habría condensación mientras la temperatura permanezca arriba de 100°C (para $P = 1 \text{ atm}$). Un vapor que no está a punto de condensarse (es decir, no es vapor saturado) se denomina vapor sobrecalentado; por lo tanto, el agua en el estado 5 es un vapor sobrecalentado, figura 3.9.10

El ejemplo descrito de un proceso de cambio de fase a presión constante se ilustra en la figura 3.9.11 a partir de un diagrama T-v. Si todo el proceso anterior se invierte, enfriando el agua mientras se mantiene la presión en el mismo valor, el agua regresará al estado 1 trazando de nuevo la misma trayectoria, y de esta manera la cantidad de calor liberado corresponderá a la cantidad de calor agregada durante el proceso de calentamiento. En la vida cotidiana, “agua” significa agua líquida y “vapor” indica vapor de agua. Sin embargo, en termodinámica tanto el agua como el vapor significan sólo una cosa: H_2O

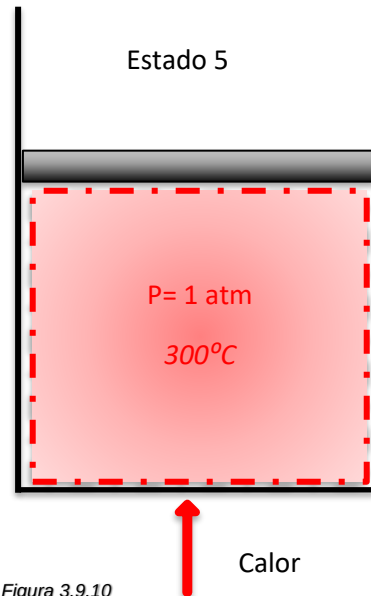


Figura 3.9.10
Conforme se transfiere más calor, la temperatura del vapor empieza a aumentar (vapor sobrecalentado)

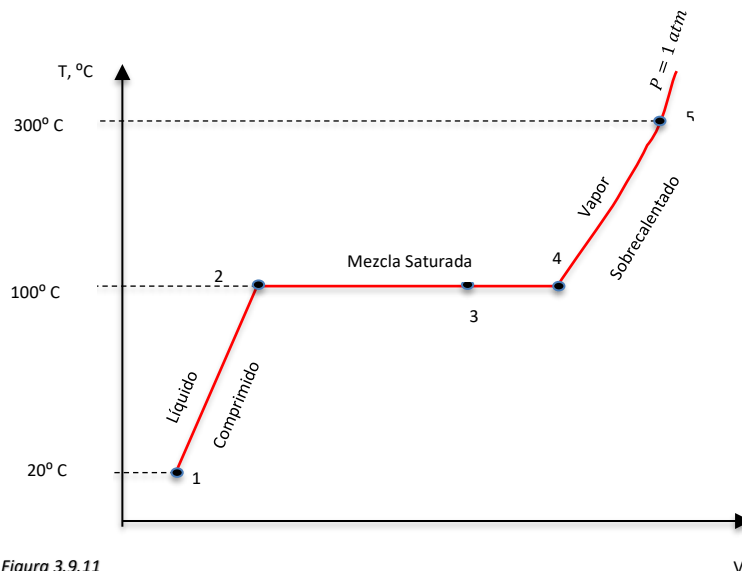


Figura 3.9.11
Diagrama T-v para el proceso de calentamiento del agua a presión constante.

3.9.4 TEMPERATURA DE SATURACIÓN Y PRESIÓN DE SATURACIÓN

Quizá no sea ninguna sorpresa saber que el agua comienza a hervir a 100°C; sin embargo, en sentido estricto, decir “el agua hierve a 100°C” es incorrecto. El enunciado correcto es “el agua hierve a 100°C a 1 atm de presión”. En el ejemplo anterior, la única razón por la que el agua comenzó a hervir a 100°C fue porque la presión se mantuvo constante a 1 atm (101.325 kPa). Si la presión dentro del cilindro se elevara a 500 kPa añadiendo pesas en la parte superior del émbolo, el agua empezaría a hervir a 151.8°C. Es decir, la temperatura a la cual comienza a hervir el agua depende de la presión; en consecuencia, si la presión es constante, sucede lo mismo con la temperatura de ebullición. A una determinada presión, la temperatura a la que una sustancia pura cambia de fase se llama temperatura de saturación, T_{sat} . Del mismo modo, a una temperatura determinada, la presión a la que una sustancia pura cambia de fase se llama presión de saturación, P_{sat} . A una presión de 101.325 kPa, T_{sat} es 99.97°C; mientras que a una temperatura de 99.97°C, P_{sat} es 101.325 kPa, a 100.00°C, P_{sat} es 101.42 kPa en el ITS-90, (escala internacional de temperaturas de 1990).

3.9.5 CALOR LATENTE

Para fundir un sólido o vaporizar un líquido se requiere una gran cantidad de energía. La cantidad de ésta que es absorbida o liberada durante el proceso de cambio de fase se llama calor latente. Específicamente, la cantidad de energía absorbida durante la fusión se llama calor latente de fusión y equivale a la cantidad de energía liberada durante la congelación, figura 3.9.12.

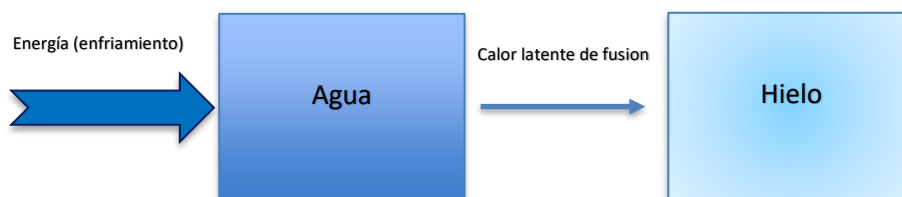


Figura 3.9.12
Proceso de calor latente de fusión

De modo similar, la cantidad de energía absorbida durante la evaporación se llama calor latente de evaporación y es equivalente a la energía liberada durante la condensación, figura. 3.9.13. Las magnitudes de los calores latentes dependen de la temperatura o presión en la que sucede el cambio de fase: a 1 atm de presión, el calor latente de fusión del agua es de 333.7 kJ/kg, mientras que el de evaporación es de 2256.5 kJ/kg.

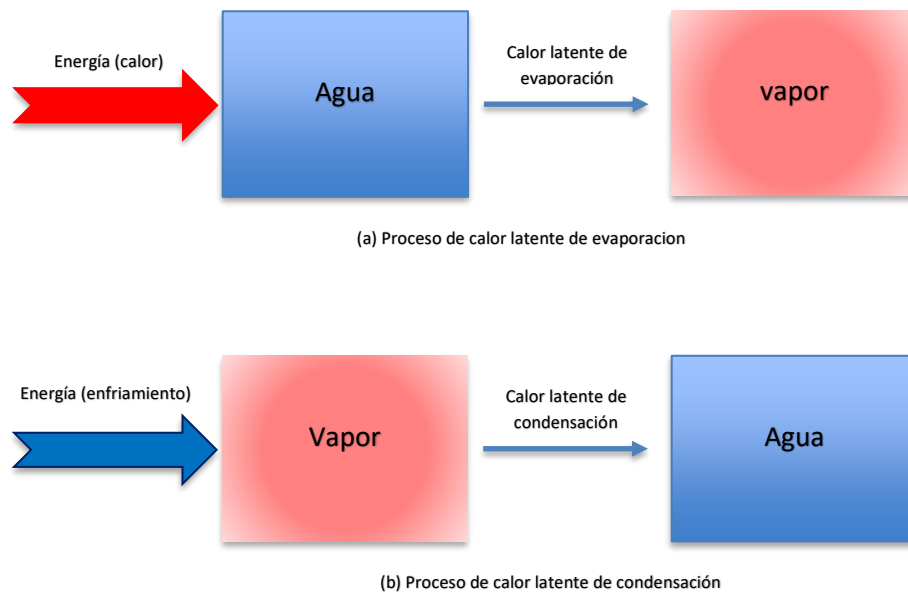


Figura 3.9.13
(b) Proceso de calor latente de evaporación y de condensación

Durante un proceso de cambio de fase, resulta obvio que la presión y la temperatura son propiedades dependientes y que hay una relación definida entre ellas, es decir, $T_{sat} = f(P_{sat})$. Una gráfica de T_{sat} en función de P_{sat} , como la ilustrada para el agua en la figura 3.9.14, se llama curva de saturación de líquido-vapor. Una curva de esta clase es característica de todas las sustancias puras.

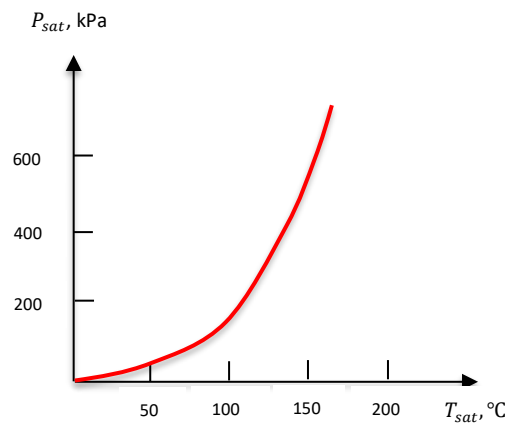


Figura 3.9.14
Curva de saturación líquido-vapor de una sustancia pura (los valores numéricos son para el agua).

Tras observar la figura 3.9.15, también resulta claro que T_{sat} se incrementa con P_{sat} y que, en consecuencia, una sustancia a mayores presiones hervirá a temperaturas más altas. En la cocina, temperaturas de ebullición más altas significan tiempos de cocción más cortos y ahorros de energía. Por ejemplo, el cocimiento de un estofado de res puede requerir una a dos horas en una cacerola normal que funciona a una presión de 1 atm, pero sólo 20 minutos en una olla de presión que funciona a una presión absoluta de 3 atm (temperatura de ebullición correspondiente: 134°C). Tanto la presión atmosférica como la temperatura de ebullición del agua disminuyen con la altura; por lo tanto, la cocción toma más tiempo a mayores alturas que al nivel del mar (a menos que se use una olla de presión). Por ejemplo, la presión atmosférica estándar a una altura de 2000 m es 79.50 kPa, correspondiente a una temperatura de ebullición de 93.3°C, a diferencia de los 100°C al nivel del mar (altura cero). La variación de la temperatura de ebullición del agua debida a la altura, en condiciones atmosféricas estándar, se presenta en la tabla 3.9.16. Por cada 1000 m de aumento, la temperatura de ebullición desciende poco más de 3°C. Observe que la presión atmosférica en un lugar, al igual que la temperatura de ebullición, cambia ligeramente con las condiciones climáticas, pero este cambio no es mayor a 1°C para la temperatura de ebullición.

Variación, con la altitud, de la presión atmosférica estándar y la temperatura de ebullición (saturación del agua)		
Altura (m)	Presión atmosférica, kPa	Temperatura de ebullición, °C
0	101.33	100.0
1000	89.55	96.5
2000	79.50	93.3
5000	54.05	83.3
10000	26.50	66.3
20000	5.53	34.7

Tabla 2.1.1
Variación de la presión por la altura

4.1 TRABAJO EN PROCESOS COMPLEJOS

En termodinámica, el trabajo mecánico asociado a un proceso se define como la energía transferida por efecto de un cambio de volumen frente a una presión externa. Para procesos simples como son los procesos isobáricos, isocóricos, isotérmicos o adiabáticos, existen expresiones analíticas directas. Sin embargo, en sistemas reales los procesos rara vez siguen trayectorias ideales, dando lugar a lo que se denomina procesos complejos.

Un proceso complejo es aquel en el que la relación entre presión P y volumen V no puede describirse mediante una ecuación elemental o un único modelo termodinámico. Estos procesos pueden involucrar trayectorias curvas arbitrarias, cambios por tramos, irreversibilidades o datos experimentales sin una función explícita.

4.1.1 DEFINICIÓN GENERAL DEL TRABAJO

El trabajo realizado por un sistema durante un proceso cuasiestático se expresa como:

$$W = \int_1^2 P dV \quad 4.1$$

Esta definición es universal y se mantiene válida incluso cuando el proceso es complejo. La dificultad radica en determinar la función PdV o, en su defecto, en evaluar el área bajo la curva en el diagrama $P - V$.

4.1.2 TRABAJO REVERSIBLE E IRREVERSIBILIDAD

La propiedad exergía sirve como una valiosa herramienta en la determinación de la calidad de la energía y en la comparación de los trabajos potenciales de diferentes fuentes de energía o sistemas. Sin embargo, la evaluación de sola mente la exergía no es suficiente para estudiar dispositivos técnicos que operan entre dos estados fijos, ya que cuando se evalúa la exergía siempre se supone que el estado final es el estado muerto, lo cual casi nunca es el caso para los sistemas técnicos reales. Las eficiencias isentrópicas analizadas son de uso limitado porque el estado de salida del proceso modelo (isentrópico) no es igual al de salida real y se limita a los procesos adiabáticos.

A continuación, se describirán dos cantidades que se relacionan con los estados inicial y final real de los procesos y que sirven como valiosas herramientas en el análisis

termodinámico de componentes o sistemas. Tales cantidades son el trabajo reversible y la irreversibilidad (o destrucción de exergía). Pero primero examinemos el trabajo de los alrededores, el cual es el trabajo realizado por o contra los alrededores durante un proceso. El trabajo realizado por dispositivos que producen trabajo no siempre se halla completamente en una forma utilizable. Por ejemplo, cuando un gas en un dispositivo de cilindro-émbolo se expande, parte del trabajo realizado por el gas se usa para empujar el aire atmosférico fuera del camino del émbolo (Fig. 4.1.1). Este trabajo que no puede recuperarse para ser utilizado en cualquier propósito útil es igual a la presión atmosférica P_0 por el cambio de volumen del sistema

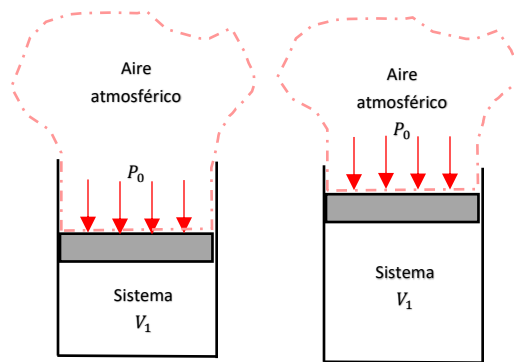


Figura 4.1.1
Cuando un sistema cerrado se expande, algún trabajo necesita ser realizado para hacer a un lado el aire atmosférico ($W_{\text{alrededores}}$).

$$W_{\text{alrededores}} = P_0(V_2 - V_1)$$

La diferencia entre el trabajo real W y el trabajo de los alrededores $W_{\text{alrededores}}$ se denomina trabajo útil W_u :

$$W_u = W - W_{\text{alrededores}} = W - P_0(V_2 - V_1) \quad 4.2$$

Cuando un sistema se expande y realiza trabajo, la parte del trabajo realizado se emplea para superar la presión atmosférica, por lo tanto $W_{\text{alrededores}}$ representa una pérdida. Sin embargo, cuando un sistema se comprime, la presión atmosférica ayuda al proceso de compresión y entonces $W_{\text{alrededores}}$ representa una ganancia.

Observe que el trabajo realizado por o contra la presión atmosférica sólo tiene importancia para sistemas cuyo volumen cambia durante el proceso (es decir, sistemas que involucran trabajo de la frontera móvil); mientras que no tiene importancia para los dispositivos cíclicos

y sistemas cuyas fronteras permanecen fijas durante un proceso como los recipientes rígidos y dispositivos de flujo estable (turbinas, compresores, toberas, intercambiadores de calor, etcétera), como se muestra en la figura 4.1.2.

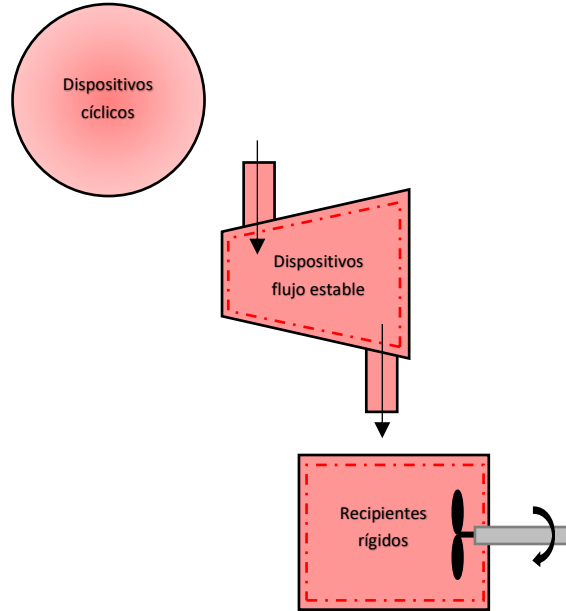


Figura 4.1.2
Para sistemas de volumen constante, los trabajos totales reales y útiles son idénticos ($W_u = W$).

El trabajo reversible W_{rev} se define como la cantidad máxima de trabajo útil que puede producirse (o el trabajo mínimo que necesita ser proporcionado) cuando un sistema experimenta un proceso entre los estados inicial y final especificados. Éste es el trabajo de salida útil (o entrada) obtenido (o gastado) cuando el proceso entre los estados inicial y final se ejecuta de una manera totalmente reversible. Cuando el estado final es el estado muerto, el trabajo reversible es igual a la exergía. Para procesos que requieren trabajo, el trabajo reversible representa la cantidad de trabajo mínima necesaria para llevar a cabo ese proceso. Para fines convenientes a la presentación, a lo largo de este capítulo el término trabajo se usa para denotar tanto el trabajo como la potencia. Cualquier diferencia entre el trabajo reversible W_{rev} y el útil W_u , se debe a irreversibilidades presentes durante el proceso, y esta diferencia se llama irreversibilidad I , la cual se expresa como (Figura 4.1.3)

$$I = W_{rev,sal} - W_{u,sal} \quad \text{o} \quad I = W_{u,ent} - W_{rev,sal} \quad 4.3 \text{ a, b}$$

La irreversibilidad es equivalente a la exergía destruida. Para un proceso totalmente reversible, las condiciones de trabajo reales y reversibles son idénticas, por lo tanto, la irreversibilidad es cero. Esto era de esperarse dado que los procesos totalmente reversibles no generan entropía. La irreversibilidad es una cantidad positiva para todo proceso real (irreversible) porque $W_{rev} \geq W_u$ para dispositivos productores de trabajo y $W_{rev} \leq W_u$ para dispositivos consumidores de trabajo.

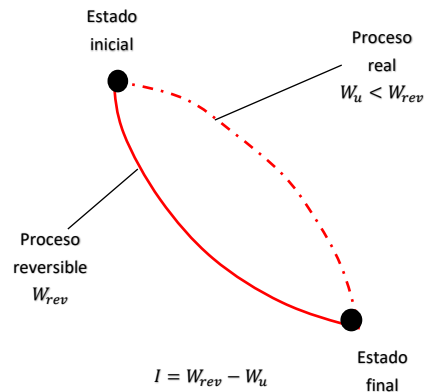


Figura 4.1.3
La diferencia entre el trabajo reversible y el trabajo útil real es la irreversibilidad.

La irreversibilidad puede verse como el trabajo potencial desperdiciado o la oportunidad perdida para realizar trabajo. Representa la energía que podría convertirse en trabajo pero que no lo fue. Cuanto más pequeña es la irreversibilidad asociada con un proceso, mayor es el trabajo que se produce (o menor es el trabajo que se consume). El desempeño de un sistema puede mejorarse minimizando la irreversibilidad asociada con él.

4.1.3 EL TRABAJO REVERSIBLE EN FLUJO ESTABLE

El trabajo realizado durante un proceso depende de la trayectoria que éste siguió, así como de las propiedades de los estados extremos. El trabajo reversible de fronteras móviles (cuasiequilibrio) asociado con los sistemas cerrados se expresa en términos de las propiedades del fluido como en la ecuación 4.1

$$W_b = \int_1^2 P dV$$

Las interacciones de trabajo en cuasiequilibrio conducen tanto al trabajo máximo de salida en los dispositivos que lo producen como a la mínima entrada de trabajo en los que lo

consumen. De la misma manera sería muy deseable poder expresar el trabajo asociado con los dispositivos de flujo estable en términos de las propiedades del fluido. Si se toma la dirección positiva de trabajo desde el sistema (el trabajo de salida), el balance de energía para un dispositivo de flujo estable que experimenta un proceso internamente reversible puede expresarse en forma diferencial como

$$\delta q_{rev} - \delta w_{rev} = dh + dke + dpe \quad 4.4$$

Pero

$$\left. \begin{array}{l} \delta q_{rev} = Tds \\ Tds = dh - vdP \end{array} \right\} \delta q_{rev} = dh - vdP \quad 4.5$$

Al sustituir esto en la relación anterior y al cancelar dh se obtiene

$$-w_{rev} = vdP + dke + dpe \quad 4.6$$

Integrando se obtiene

$$w_{rev} = - \int_1^2 vdP - \Delta ke - \Delta pe \quad \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 4.7$$

Cuando los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes, esta ecuación se reduce a

$$w_{rev} = - \int_1^2 vdP \quad \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 4.8$$

Las ecuaciones 7-51 y 7-52 son las relaciones para el trabajo reversible de salida asociado con un proceso internamente reversible en un dispositivo de flujo estable, y darán un resultado negativo cuando el trabajo se realiza sobre el sistema. Para evitar el signo negativo, la ecuación 7-51 puede escribirse para el trabajo de entrada en dispositivos de flujo estable como compresores y bombas, de la siguiente manera

$$w_{rev,ent} = \int_1^2 vdP + \Delta ke + \Delta pe \quad \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 4.9$$

La similitud entre vdP en estas relaciones y Pdv es notoria. Sin embargo, no deben confundirse, puesto que $P dv$ se asocia con el trabajo reversible de frontera en los sistemas cerrados (Fig. 7-41). Obviamente, es necesario conocer v como una función de P para el proceso dado y así poder realizar la integración. Cuando el fluido de trabajo es incompresible, el volumen específico v permanece constante durante el proceso y puede obtenerse de la integración. Entonces la ecuación 4.1.4 se simplifica a

$$w_{rev} = - \int_1^2 v(P_2 - P_1) - \Delta ke - \Delta pe \quad (kJ/kg) \quad 4.10$$

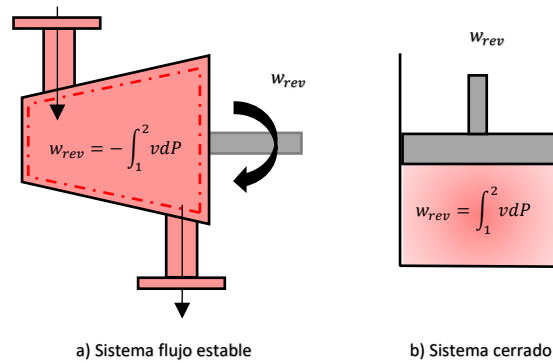


Figura 4.1.4
Relaciones de trabajo reversible para sistemas de flujo estable y cerrados.

Para el flujo estable de un líquido a través de un dispositivo que no involucra interacciones de trabajo (como una tobera o una sección de tubería), el término trabajo es cero y la ecuación puede expresarse como

$$v(P_2 - P_1) + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(Z_2 - z_1) = 0 \quad 4.11$$

la cual es conocida como la ecuación de Bernoulli en mecánica de fluidos, que se desarrolla para un proceso internamente reversible, por lo tanto, es aplicable a fluidos incompresibles que no incluyen irreversibilidades como fricción u ondas de choque, pero puede ser modificada para incorporar estos efectos. La ecuación 4.11 tiene grandes alcances en ingeniería en relación con dispositivos que producen o consumen trabajo estable como turbinas, compresores y bombas. Obviamente, en esta ecuación el trabajo de flujo estable reversible está estrechamente asociado con el volumen específico del fluido que pasa a través del dispositivo. Cuanto más grande es el volumen específico, más grande es el trabajo reversible producido o consumido por el dispositivo de flujo estable (Figura 4.1.5). Esta conclusión es igualmente válida para los dispositivos reales de flujo estable, por lo que es importante esforzarse para mantener tan pequeño como sea posible el volumen específico de un fluido durante un proceso de compresión para minimizar el trabajo de entrada, y conservarlo tan grande como sea posible durante un proceso de expansión para aumentar al máximo el trabajo de salida. En centrales de energía de gas o vapor, si despreciamos las pérdidas de presión en varios componentes el aumento de la presión en

la bomba o el compresor es igual al descenso de presión en la turbina. En las de vapor, la bomba maneja líquidos que tiene un volumen específico muy pequeño mientras la turbina maneja vapor cuyo volumen específico es mucho más grande; por consiguiente, el trabajo de salida de la turbina es más grande que el de entrada de la bomba.

$$w_{rev} = - \int_1^2 v(P_2 - P_1) = (1.5 \text{ m}^3/\text{kg})[(200 - 100)\text{kPa}] = 150 \text{ kJ}/\text{kg}$$

$$w_{rev} = - \int_1^2 v(P_2 - P_1) = (2.0 \text{ m}^3/\text{kg})[(200 - 100)\text{kPa}] = 200 \text{ kJ}/\text{kg}$$

$$w_{rev} = - \int_1^2 v(P_2 - P_1) = (3.0 \text{ m}^3/\text{kg})[(200 - 100)\text{kPa}] = 300 \text{ kJ}/\text{kg}$$

Figura 4.1.5

Cuanto más grande es el volumen específico, mayor es el trabajo producido (o consumido) por un dispositivo de flujo estable.

Ésta es una de las razones del uso tan extendido de centrales de energía de vapor para la generación de energía eléctrica. Si con la finalidad de “ahorrar” el calor de desecho se comprimiera el vapor que sale de la turbina a la misma presión que tiene en la entrada antes de enfriarlo primero en el condensador, se tendría que proporcionar todo el trabajo producido por este dispositivo hacia el compresor. En realidad, el trabajo de entrada requerido sería aún mayor que el trabajo de salida de la turbina debido a las irreversibilidades presentes en ambos procesos.

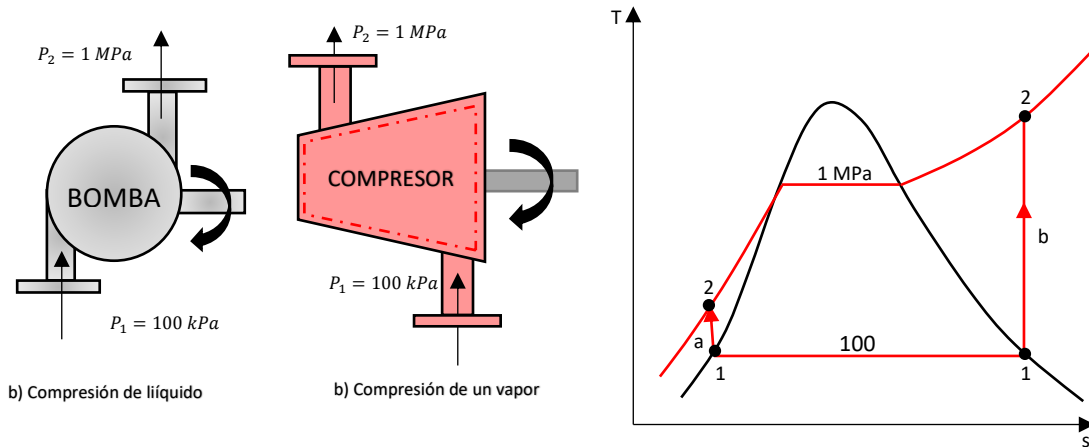
En las centrales de energía de gas, el fluido de trabajo (típicamente el aire) se comprime en la fase gaseosa y una porción considerable del trabajo de salida de la turbina es consumida por el compresor. Como resultado, una central de energía de este tipo entrega menos trabajo neto por unidad de masa del fluido de trabajo.

EJEMPLO: Compresión de una sustancia en fase líquida en comparación con una en estado gaseoso

Determine el trabajo de entrada del compresor requerido para comprimir isentrópicamente vapor de agua de 100 kPa a 1 MPa, asumiendo que el vapor existe como a) líquido saturado y b) vapor saturado en el estado inicial. Solución Se comprimirá vapor de agua de una presión dada a otra isentrópicamente especificada. Se determinará el trabajo de entrada para los casos en que el vapor es un líquido saturado y como vapor saturado a la entrada.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Los cambios de energía cinética y potencial son insignificantes.
3. El proceso se considera isentrópico.



Análisis: primero se toma como sistema a la turbina y después a la bomba, ambas son volúmenes de control porque la masa cruza sus fronteras. En la figura se ofrecen los esquemas de la bomba y la turbina junto con el diagrama $T - s$.

a) En este caso, el vapor de agua es inicialmente un líquido saturado y su volumen específico es

$$v_1 = v_{f@100\text{kPa}} = 0.001049 \text{ m}^3/\text{kg} \quad (\text{Tabla A - 5})$$

lo que permanece esencialmente constante durante el proceso. Por lo tanto,

$$\begin{aligned} w_{rev,ent} &= \int_1^2 v \, dP \cong v_1(P_2 - P_1) \\ &= (0.001049 \text{ m}^3/\text{kg})[(1000 - 100)\text{kPa}] \left(\frac{1 \text{ kJ}}{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3} \right) = 0.94 \text{ kJ}/\text{kg} \end{aligned}$$

b) Ahora, el vapor de agua es inicialmente un vapor saturado y durante todo el proceso de compresión permanece vapor. Puesto que el volumen específico de un gas cambia considerablemente durante un proceso de este tipo, se necesita saber cómo varía v con P

para resolver la integración en la ecuación 4.1. En general, esta relación no se obtiene fácilmente, pero para un proceso isentrópico sí es posible conseguirlo a partir de la segunda relación $T ds$, haciendo $ds = 0$:

$$\text{por lo tanto, } \left. \begin{array}{l} Tds = dh - v dP \\ ds = 0 \text{ (proceso isentropico)} \end{array} \right\} v dP = dh$$

$$w_{rev,ent} = \int_1^2 v dP = \int_1^2 dh = (h_2 - h_1)$$

También es posible obtener este resultado de la relación de balance de energía para un proceso de flujo estable isentrópico. Luego se determinan las entalpías:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Estado 1} \\ P_1 = 100 \text{ kPa} \\ (\text{vapor saturado}) \end{array} \right\} \begin{array}{l} h_1 = 2675.0 \text{ kJ/kg} \\ s_1 = 7.3589 \text{ kJ/kg} \cdot K \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Estado 2} \\ P_2 = 1.0 \text{ MPa} \\ s_2 = s_1 \end{array} \right\} h_2 = 3194.5 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{rev,ent} = (h_2 - h_1) = (3194.5 - 2675.0) \text{ kJ/kg} = 519.5 \text{ kJ/kg}$$

Discusión: Observe que comprimir el vapor de agua en estado gaseoso requeriría 500 veces más trabajo que comprimirlo en su forma líquida entre los mismos límites de presión.

4.1.4 DISPOSITIVOS DE FLUJO ESTABLE ENTREGAN EL MÁXIMO TRABAJO Y CONSUMEN EL MÍNIMO CUANDO EL PROCESO ES REVERSIBLE

Los dispositivos cíclicos (máquinas térmicas, refrigeradores y bombas de calor) entregan el máximo trabajo y consumen el mínimo cuando se usan los procesos reversibles. Ahora se demostrará que este también es el caso para dispositivos individuales como turbinas y compresores que operan de forma estable. Considere dos dispositivos de flujo estable, uno reversible y otro irreversible, que operan entre los mismos estados de entrada y de salida. Nuevamente, se toman la transferencia de calor hacia el sistema y el trabajo que éste

realiza como cantidades positivas, el balance de energía para cada uno de estos dispositivos puede expresarse de forma diferencial como

$$\text{Real:} \quad \delta q_{real} - \delta w_{real} = dh + dke + dpe \quad 4.12$$

$$\text{Reversible:} \quad \delta q_{rev} - \delta w_{rev} = dh + dke + dpe \quad 4.13$$

Los lados derechos de estas dos ecuaciones son idénticos porque ambos dispositivos operan entre los mismos estados extremos. Por lo tanto,

$$\delta q_{real} - \delta w_{real} = \delta q_{rev} - \delta w_{rev} \quad 4.14$$

O

$$\delta w_{rev} - \delta w_{real} = \delta q_{rev} - \delta w_{real} \quad 4.15$$

Sin embargo

$$\delta q_{rev} = Tds \quad 4.16$$

Al sustituir esta relación en la ecuación anterior y dividiendo cada término por T , se obtiene

$$\frac{\delta w_{rev} - \delta w_{real}}{T} = ds - \frac{\delta q_{real}}{T} \geq 0 \quad 4.17$$

Puesto que,

$$ds \geq \frac{\delta q_{real}}{T} \quad 4.18$$

También, T es la temperatura absoluta que siempre es positiva. Por lo tanto,

$$\delta w_{rev} \geq \delta w_{real}$$

O

$$w_{rev} \geq w_{real}$$

En consecuencia, los dispositivos que producen trabajo como las turbinas (*w es positivo*) entregan más trabajo, mientras que los que lo consumen como las bombas y compresores (*w es negativo*) requieren menos trabajo cuando operan reversiblemente (Figura 4.1.6).

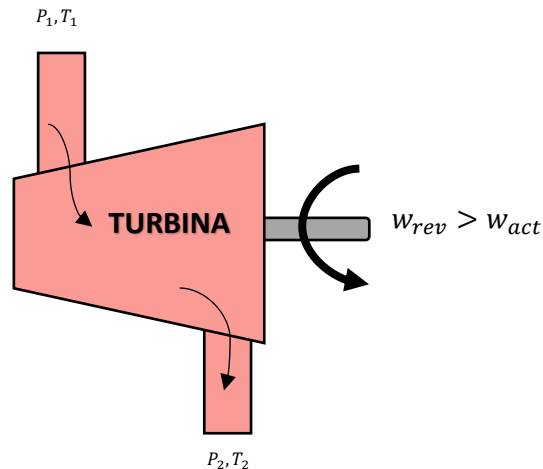


Figura 4.1.6
Una turbina reversible entrega más trabajo que otra irreversible si ambas operan entre los mismos estados extremos.

4.1.5 TRABAJO MINIMO DEL COMPRESOR

Recientemente hemos mostrado que el trabajo de entrada en un compresor se minimiza cuando el proceso de compresión se ejecuta de manera internamente reversible. Cuando los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes, el trabajo del compresor está dado por (Ec. 4.1)

$$w_{rev,entrada} = \int_1^2 v \, dP$$

Una forma de minimizar el trabajo del compresor es aproximar lo tanto como sea posible a un proceso internamente reversible, minimizando irreversibilidades como la fricción, la turbulencia y la compresión sin cuasiequilibrio. El grado que esto puede alcanzar está limitado por consideraciones económicas. Una segunda (y más práctica) manera de reducir el trabajo del compresor es mantener el volumen específico del gas tan pequeño como sea posible durante el proceso de compresión, lo cual se hace manteniendo la temperatura del gas tan baja como sea posible durante la compresión, ya que el volumen específico de un gas es proporcional a la temperatura. Por consiguiente, reducir el trabajo de entrada en un compresor requiere que el gas se enfríe cuando se comprime. Para una mejor interpretación

del efecto de enfriamiento durante el proceso de compresión se compara el trabajo de entrada requerido para tres tipos de procesos: uno isentrópico (no implica enfriamiento), otro politrópico (incluye un poco de enfriamiento), y uno más isotérmico (incluye máximo enfriamiento). Suponiendo que todos los procesos se ejecutan entre los mismos niveles de presión (P_1 y P_2) de una forma internamente reversible y el gas se comporta como uno ideal ($Pv = RT$) con calores específicos constantes, se observa que el trabajo de compresión se determina al realizar la integración expresada en la ecuación 4.1 para cada caso, con los siguientes resultados:

Isentrópico ($Pv^k = \text{constante}$):

$$w_{comp,entrada} = \frac{kR(T_2 - T_1)}{k - 1} = \frac{kRT_1}{k - 1} = \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right] \quad 4.19$$

Politrópico ($Pv^n = \text{constante}$):

$$w_{comp,entrada} = \frac{nR(T_2 - T_1)}{n - 1} = \frac{nRT_1}{n - 1} = \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right] \quad 4.20$$

Isotérmico ($Pv = \text{constante}$):

$$w_{comp,entrada} = RT \log \left(\frac{P_2}{P_1} \right) \quad 4.21$$

Los tres procesos se trazan sobre un diagrama $P - v$ en la figura 4.1.7 para el mismo estado de entrada y presión de salida. En un diagrama $P - v$, el área a la izquierda de la curva del proceso es la integral $\int v dP$. Por lo tanto es una medida del trabajo de compresión del flujo estable. En este diagrama es interesante observar que de los tres casos considerados internamente reversibles, la compresión adiabática ($Pv^k = \text{constante}$) requiere el trabajo máximo mientras que la compresión isotérmica ($T = \text{constante}$ o $Pv = \text{constante}$) requiere el mínimo. El trabajo de entrada requerido para el caso politrópico ($Pv^n = \text{constante}$) está entre estos dos y disminuye cuando el exponente politrópico n disminuye, lo que aumenta el rechazo de calor durante el proceso de compresión. Si se remueve suficiente calor, el valor de n se aproxima a la unidad y el proceso se vuelve isotérmico. Una manera común

de enfriar el gas durante la compresión es usar camisas de agua alrededor de la carcasa de los compresores.

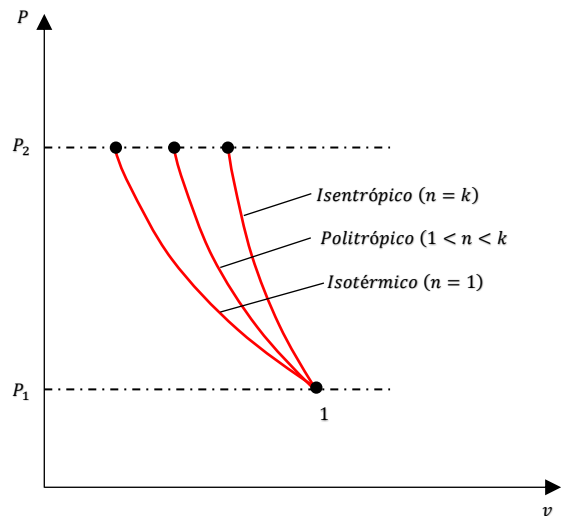


Figura 4.1.7
Diagramas $P-v$ y los procesos de compresión isentrópicos, politrópicos e isotérmicos entre los mismos límites de presión.

4.1.6 COMPRESIÓN POR ETAPAS MÚLTIPLES CON INTERENFRIAMIENTO

Es deseable enfriar un gas cuando está comprimido porque esto reduce el trabajo de entrada requerido al compresor. Sin embargo, a menudo no es posible tener el enfriamiento adecuado a través de la carcasa del compresor y es necesario usar otras técnicas para lograr un enfriamiento eficaz. Una técnica es la compresión por etapas múltiples con interenfriamiento, en la que el gas se comprime en etapas y se enfría entre cada una de éstas pasándolo a través de un cambiador de calor llamado inter enfriador. Idealmente, el proceso de enfriamiento tiene lugar a presión constante y el gas se enfría a la temperatura inicial T_1 en cada interenfriador. La compresión por etapas múltiples con interenfriador es especialmente atractiva cuando un gas será comprimido a muy altas presiones. En la figura 4.1.8 se ilustra gráficamente en diagramas $P-v$ y $T-s$ el efecto que causa el interenfriamiento sobre el trabajo de un compresor de dos etapas. El gas está comprimido en la primera etapa desde P_1 hasta una presión intermedia P_x , enfriado a presión constante a la temperatura inicial T_1 y comprimido en la segunda etapa a la presión final P_2 . En general, los procesos de compresión pueden modelarse como politrópicos ($Pv^n = \text{constante}$) donde el valor de n varía entre k y 1. El área sombreada sobre el diagrama $P-v$ representa el trabajo ahorrado como resultado de la compresión de dos etapas con interenfriamiento. Con

finés comparativos se muestran las trayectorias del proceso isotérmico y también los procesos politrópicos para una sola etapa.

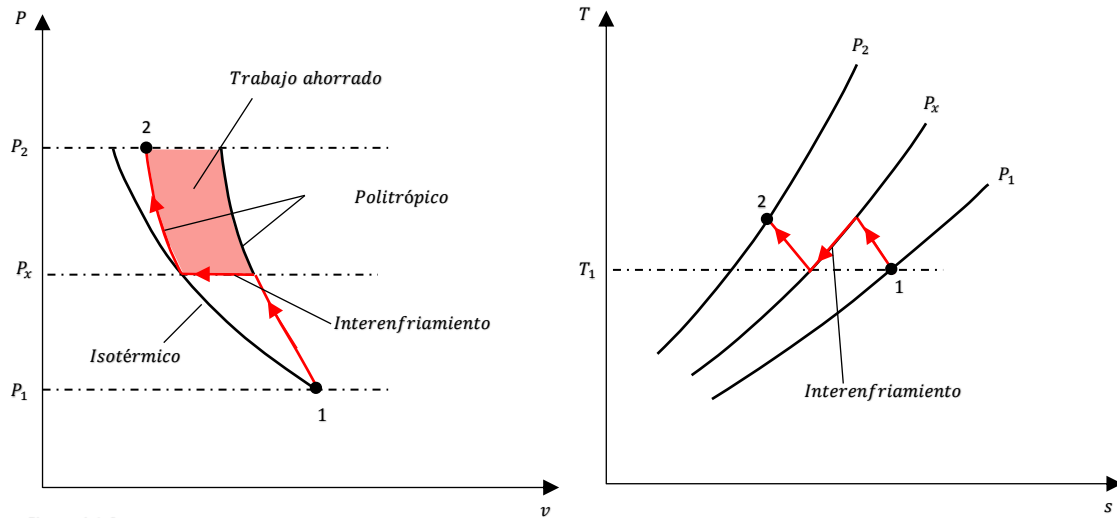


Figura 4.1.8
Los diagramas P-v y T-s para un proceso de compresión de flujo estable de dos etapas.

El tamaño del área sombreada (trabajo de entrada ahorrado) varía con el valor de la presión intermedia P_x , y para la práctica es de gran interés determinar las condiciones bajo las cuales esta área se maximiza. El trabajo total de entrada para un compresor de dos etapas es la suma del trabajo de entrada en cada etapa de compresión, como se determinó en la ecuación 4.20:

$$W_{comp,entrada} = W_{comp I,entrada} + W_{comp II,entrada}$$

$$= \frac{nRT_1}{n-1} \left[\left(\frac{P_x}{P_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right] + \frac{nRT_1}{n-1} \left[\left(\frac{P_2}{P_x} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right] \quad 4.22$$

La única variable en esta ecuación es P_x , cuyo valor que minimiza el trabajo total se determina al derivar esta expresión respecto a P_x e igualar la expresión resultante a cero. Esto es

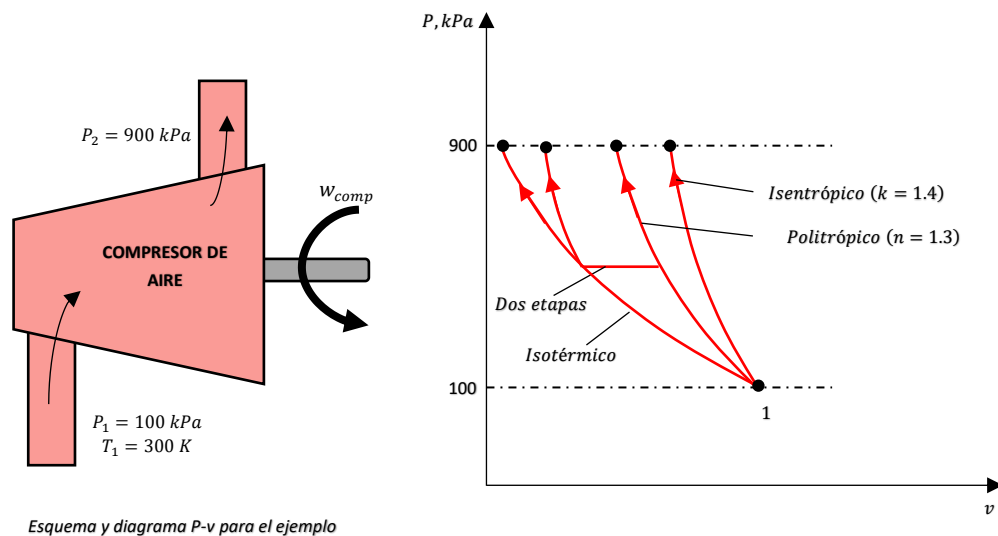
$$P_x = (P_1 P_2)^{1/2} \quad o \quad \frac{P_x}{P_1} = \frac{P_2}{P_x} \quad 4.23 \ a, b$$

Es decir, para minimizar el trabajo de compresión durante la compresión de dos etapas, la relación de presión por cada etapa del compresor debe ser la misma. Cuando se satisface esta condición, el trabajo de compresión en cada etapa se vuelve idéntico, es decir,

$$W_{comp I, entrada} = W_{comp II, entrada}$$

EJEMPLO: Trabajo de entrada para diversos procesos de compresión

Se comprime aire de manera estable por medio de un compresor reversible desde un estado de entrada de 100 kPa y 300 K hasta una presión de salida de 900 kPa . Determine el trabajo del compresor por unidad de masa para a) la compresión isentrópica con $k = 1.4$, b) la compresión politrópica con $n = 1.3$, c) la compresión isotérmica y d) la compresión ideal en dos etapas con interenfriamiento y un exponente politrópico de 1.3.



Solución:

El aire se comprime reversiblemente de un estado especificado a una presión especificada. Se determinará el trabajo del compresor para los casos isentrópicos, politrópicos, isotérmicos y de compresión de dos etapas.

Suposiciones:

1. Existen condiciones de operación estable.
2. En las condiciones especificadas, puede tratarse el aire como un gas ideal.

3. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.

Análisis: Se considera al compresor como el sistema, el cual es un volumen de control porque la masa cruza las fronteras del sistema. En la figura 7-47 se ofrece un esquema del sistema, así como un diagrama T-s para el proceso. El trabajo de compresión de flujo estable para estos cuatro casos se determina usando las relaciones desarrolladas anteriormente en esta sección: a) la compresión isentrópica con k 1.4:

$$w_{comp,entrada} = \frac{kRT_1}{k-1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right]$$

$$= \frac{(1.4)(0.287 \text{ kPa/m}^3 \cdot \text{K})(300 \text{ K})}{1.4-1} \left[\left(\frac{900 \text{ kPa}}{100 \text{ kPa}} \right)^{(1.4-1)/1.4} - 1 \right] = 263.2 \text{ kJ/kg}$$

b) La compresión politrópica con n 1.3:

$$w_{comp,enta} = \frac{nRT_1}{n-1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right]$$

$$= \frac{(1.3)(0.287 \text{ kPa/m}^3 \cdot \text{K})(300 \text{ K})}{1.3-1} \left[\left(\frac{900 \text{ kPa}}{100 \text{ kPa}} \right)^{(1.3-1)/1.3} - 1 \right] = 246.4 \text{ kJ/kg}$$

c) La compresión isotérmica:

$$w_{comp,ent} = RT \log \left(\frac{P_2}{P_1} \right) = (0.287 \text{ kPa/m}^3 \cdot \text{K})(300 \text{ K}) \log \left(\frac{900 \text{ kPa}}{100 \text{ kPa}} \right)$$

$$= 189.2 \text{ kJ/kg}$$

d) La compresión ideal en dos etapas con interenfriamiento ($n = 1.3$): en este caso, la relación de presión por cada etapa es la misma y su valor es

$$P_x = (P_1 P_2)^{1/2} = [(100 \text{ kPa})(900 \text{ kPa})]^{1/2} = 300 \text{ kPa}$$

El trabajo del compresor en cada etapa también es el mismo, por lo tanto, el trabajo total de este dispositivo es dos veces el de compresión para una sola etapa:

$$w_{comp,ent} = 2w_{comp I,ent} = 2 \frac{nRT_1}{n-1} = \left[\left(\frac{P_x}{P_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right]$$

$$= \frac{2(1.3)(0.287 \text{ kPa/m}^3 \cdot \text{K})(300 \text{ K})}{1.3 - 1} \left[\left(\frac{300 \text{ kPa}}{100 \text{ kPa}} \right)^{(1.3-1)/1.3} - 1 \right] = 215.3 \text{ kJ/kg}$$

Discusión: De los cuatro casos, la compresión isotérmica requiere el trabajo mínimo y la isentrópica el máximo. El trabajo del compresor disminuye cuando se utilizan dos etapas de compresión politrópica en lugar de una sola. Cuando aumenta el número de etapas del compresor, el trabajo del compresor se aproxima al valor obtenido para el caso isotérmico.

4.1.7 EFICIENCIA ISENTRÓPICA DE TURBINAS

Para una turbina que opera en forma estable, el estado de entrada del fluido de trabajo y la presión de escape son fijos. Por lo tanto, el proceso ideal para una turbina adiabática es un proceso isentrópico entre el estado de entrada y la presión de escape. La salida deseada de una turbina es el trabajo producido y la eficiencia isentrópica de una turbina se define como la relación entre la salida de trabajo real de la turbina y la salida de trabajo que se lograría si el proceso entre el estado de entrada y la presión de salida fueran isentrópicos:

$$\eta_{turbina} = \frac{\text{Trabajo real de la turbina}}{\text{Trabajo isentrópico de la turbina}} = \frac{w_a}{w_s} \quad 4.24$$

Los cambios en las energías cinética y potencial asociados con una corriente de fluido que circula a través de una turbina son pequeños en comparación con el cambio en la entalpía, de manera que pueden considerarse como insignificantes. La salida de trabajo de una turbina adiabática entonces se vuelve simplemente el cambio en la entalpía, por lo que la ecuación 7-60 expresa

$$\eta_{turbina} \cong \frac{h_1 - h_{2a}}{h_1 - h_{2s}} \quad 4.25$$

donde el h_{2a} y h_{2s} son los valores de la entalpía en el estado de salida para los procesos real e isentrópico, respectivamente (Figura 4.1.9).

El valor de η_T depende en gran medida del diseño de los componentes individuales que constituyen la turbina, por eso las turbinas grandes y bien diseñadas tienen eficiencias isentrópicas superiores a 90 por ciento. Para turbinas pequeñas, sin embargo, puede

disminuir incluso por debajo de 70 por ciento. El valor de la eficiencia isentrópica de una turbina se determina al medir la salida de trabajo real de la turbina y calcular la salida de trabajo isentrópico para las condiciones de entrada y la presión de salida medidas. Este valor puede usarse entonces convenientemente en el diseño de centrales de energía.

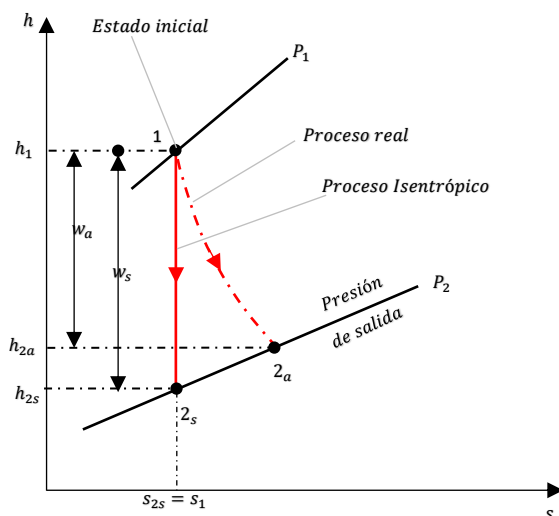


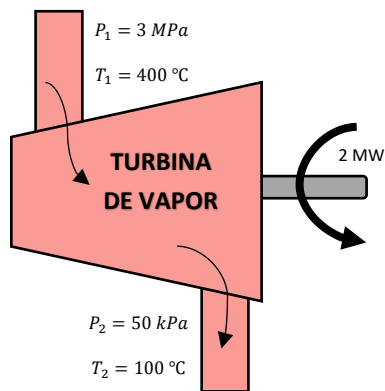
Figura 4.1.9
Diagrama h - s para los procesos real e isentrópico de una turbina adiabática.

EJEMPLO 7-14 Eficiencia isentrópica de una turbina de vapor

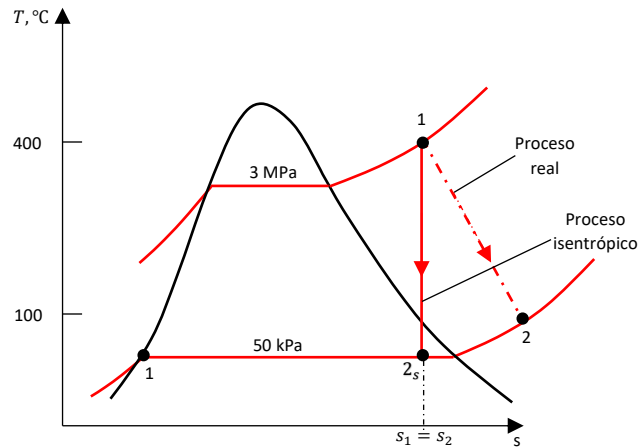
Entra vapor de forma estable en una turbina adiabática a 3 MPa y 400°C, y sale a 50 kPa y 100°C. Si la potencia de salida de la turbina es 2 MW, determine a) la eficiencia isentrópica de la turbina y b) el flujo másico del vapor que circula a través de la turbina. Solución Vapor fluye de forma estable en una turbina entre los estados de entrada y de salida. Se determinarán la eficiencia isentrópica y el flujo másico para una potencia especificada de salida.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.



Esquema y diagrama T-s para el ejemplo



Análisis:

En la figura 7-50 se muestra un esquema del sistema, así como un diagrama T-s del proceso.

a) Las entalpías en los diversos estados son

$$\left. \begin{array}{l} \text{Estado 1} \\ P_1 = 3 \text{ MPa} \\ T_1 = 400 \text{ °C} \end{array} \right\} \begin{array}{l} h_1 = 3231.7 \text{ kJ/kg} \text{ Tabla A-6} \\ s_1 = 6.9235 \text{ kJ/kg} \cdot K \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Estado } 2_a \\ P_{2a} = 50 \text{ kPa} \\ T_1 = 100 \text{ °C} \end{array} \right\} h_{2a} = 2682.4 \text{ kJ/kg} \text{ Tabla A-6}$$

La entalpía de salida del vapor para el proceso isentrópico h_{2s} se determina a partir del requerimiento de que la entropía del vapor permanezca constante ($s_{2s} = s_1$):

$$\left. \begin{array}{l} \text{Estado } 2_s \\ P_{2s} = 50 \text{ kPa} \\ (s_{2s} = s_1) \end{array} \right\} \begin{array}{l} s_f = 1.0912 \text{ kJ/kg} \cdot K \text{ Tabla A-5} \\ s_g = 7.5931 \text{ kJ/kg} \cdot K \end{array}$$

Obviamente, al final del proceso isentrópico el vapor existe como una mezcla saturada puesto que $s_f < s_{2s} < s_g$. Por lo tanto primero se necesita calcular la calidad en el estado 2_s :

$$x_{2s} = \frac{s_{2s} - s_f}{s_g} = \frac{6.9235 - 1.0912}{6.5019} = 0.897$$

Y

$$h_{2s} = h_f + x_{2s}(h_{fg}) = 340.54 + (0.897)(2304.7) = 2407.9 \text{ kJ/kg}$$

Al sustituir estos valores de entalpía en la ecuación 7-61 la eficiencia isentrópica de la turbina será determinada por

$$\eta_T \cong \frac{h_1 - h_{2a}}{h_1 - h_{2s}} = \frac{3231.7 - 2682.4}{3231.7 - 2407.9} = 0.667 \equiv 66.7\%$$

b) El flujo másico de vapor a través de la turbina es determinada a partir del balance de energía para los sistemas de flujo estable:

$$\dot{E}_{\text{entrada}} = \dot{E}_{\text{salida}}$$

$$\dot{m}h_1 = \dot{W}_{a,\text{salida}} + \dot{m}h_{2a}$$

$$\dot{W}_{a,\text{salida}} = \dot{m}(h_1 - h_{2a})$$

$$\dot{m} \frac{\dot{W}_{a,\text{salida}}}{(h_1 - h_{2a})} = \frac{(2 \text{ MW}) \left(\frac{1000 \text{ kJ/s}}{1 \text{ MW}} \right)}{(3231.7 - 2682.4) \text{ kJ/kg}} = 3.64 \text{ kg/s}$$

4.1.8 EFICIENCIA ISENTRÓPICA EN COMPRESORES Y BOMBAS

La eficiencia isentrópica de un compresor se define como la relación entre el trabajo de entrada requerido para elevar la presión de un gas a un valor especificado de una manera isentrópica y el trabajo de entrada real:

$$\eta_c = \frac{\text{Trabajo isentrópico del compresor}}{\text{Trabajo real del compresor}} = \frac{w_s}{w_a} \quad 4.26$$

Observe que la eficiencia del compresor isentrópico se define con la entrada de trabajo isentrópico en el numerador en lugar de en el denominador. Esto es porque w_s es una cantidad menor que w_a , y esta definición impide que η_c se vuelva mayor a 100 por ciento, lo cual implicaría falsamente que los compresores reales se desempeñan mejor que los isentrópicos. También note que las condiciones de entrada y la presión de salida del gas es la misma para ambos compresores: real e isentrópico. Cuando son insignificantes los

cambios en las energías cinética y potencial del gas mientras éste es comprimido, el trabajo de entrada para un compresor adiabático es igual al cambio en la entalpía, por lo que para este caso la ecuación 4.26 se vuelve

$$\eta_c \cong \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2a} - h_1} \quad 4.27$$

/donde h_{2a} y h_{2s} son los valores de la entalpía en el estado de salida para los procesos de compresión real e isentrópico, respectivamente, como se ilustra en la figura 4.1.10.

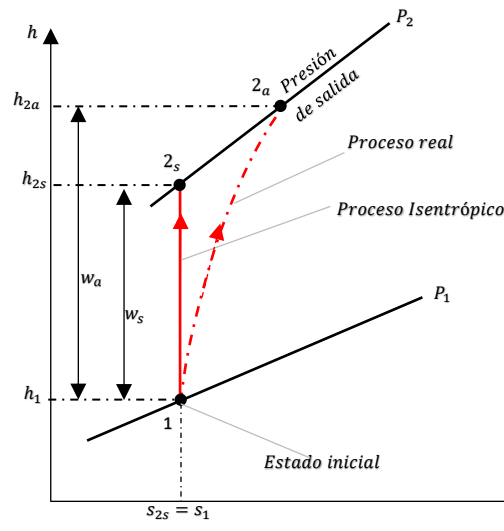


Figura 4.1.10
Diagrama h-s para los procesos real e isentrópico de un compresor adiabático..

Nuevamente, el valor de η_c depende en gran medida del di seño del compresor. Los dispositivos de este tipo mejor diseñados tienen efi ciencias isentrópicas que van de 80 a 90 por ciento. Cuando son insignificantes los cambios en las energías potencial y cinética de un líquido, la eficiencia isentrópica de una bomba se define en forma semejante,

$$\eta_c = \frac{w_s}{w_a} = \frac{v(P_2 - P_1)}{h_{2a} - h_1} \quad 4.28$$

Cuando no se intenta enfriar el gas cuando se comprime, el proceso de compresión real es casi adiabático y el proceso adiabático reversible (es decir, isentrópico) sirve mejor como proceso ideal. Sin embargo, en ocasiones los compresores son enfriados intencionalmente utilizando aletas o camisas de agua colocados alrededor de la carcasa para reducir los requerimientos de trabajo de entrada (Figura 4.1.11).

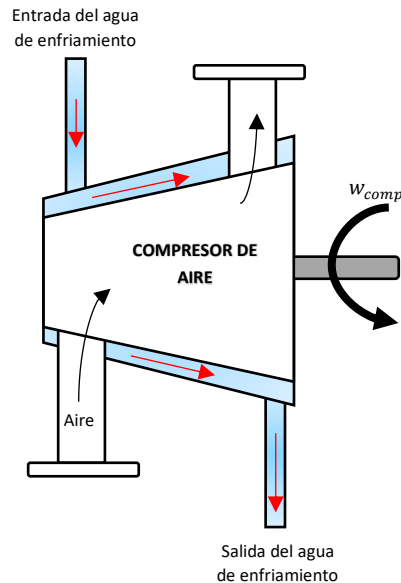


Figura 4.1.11
Agua de enfriamiento A veces se enfrían intencionalmente los compresores para minimizar el trabajo de entrada.

En este caso, el proceso isentrópico no es conveniente como modelo porque el dispositivo ya no es adiabático y la eficiencia antes definida del compresor isentrópico no tiene sentido. Un proceso ejemplar realista para compresores que se enfrían intencionalmente durante la compresión es el proceso isotérmico reversible. Entonces, es posible definir convenientemente una eficiencia isotérmica para casos así comparando el proceso real con otro isotérmico reversible:

$$\eta_c = \frac{w_t}{w_a} \quad 4.29$$

donde w_t y w_a son las entradas de trabajo requeridas para el compresor en los casos isotérmico reversible y real, respectivamente.

EJEMPLO: Efecto de eficiencia en la entrada de potencia del compresor

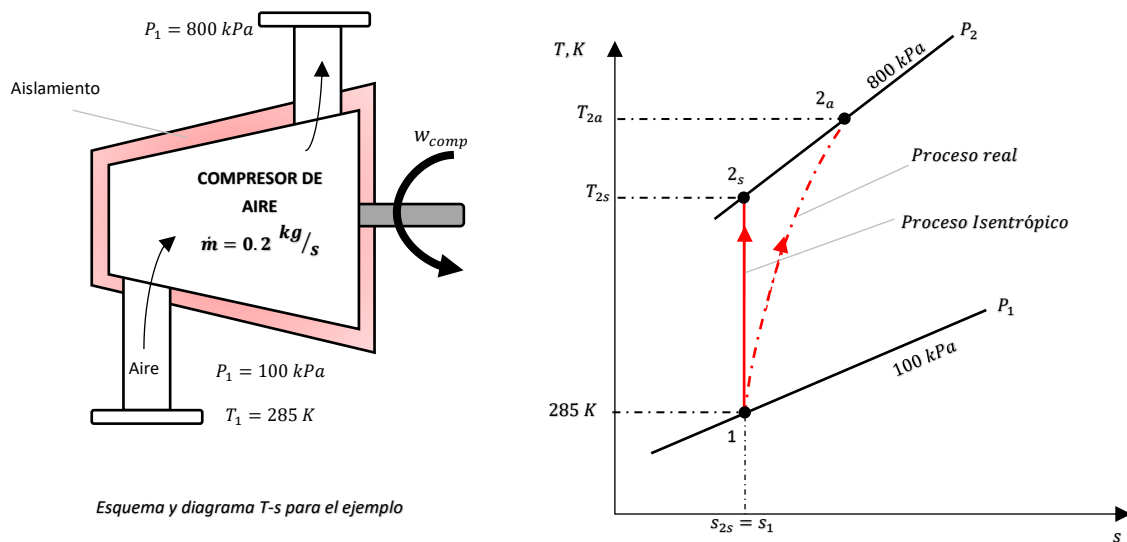
Mediante un compresor adiabático se comprime aire de 100 kPa y 12°C a una presión de 800 kPa a una tasa estable de 0.2 kg/s. Si la eficiencia isentrópica del compresor es 80 por ciento, determine a) la temperatura de salida del aire y b) la potencia de entrada requerida en el compresor.

Solución: El aire se comprime a una presión y una tasa especificadas. Se determinarán la temperatura de salida y la potencia de entrada para una eficiencia isentrópica dada.

Suposiciones:

1. Existen condiciones de operación estables.
2. El aire es un gas ideal.
3. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.

Análisis: En la figura se ofrece un esquema del sistema y un diagrama T-s del proceso. a) Sólo se conoce una propiedad (la presión) en el estado de salida y es necesario saber otra más para fijar el estado y así determinar la temperatura de salida. La propiedad que puede determinarse con mínimo esfuerzo en este caso es h_{2a} porque se tiene la eficiencia



isentrópica del compresor. A la entrada de este dispositivo,

$$\left. \begin{array}{l} \text{Estado 1} \\ T_1 = 285 \text{ K} \end{array} \right\} \begin{array}{l} h_1 = 285.14 \text{ kJ/kg} \quad \text{Tabla A-17} \\ (P_{r1} = 1.1584) \end{array}$$

La entalpía del aire al final del proceso de compresión isentrópica se determina al usar una de las relaciones isentrópicas de los gases ideales,

$$P_{r2} = P_{r1} \left(\frac{P_2}{P_1} \right) = (1.1584) \left(\frac{800 \text{ kPa}}{100 \text{ kPa}} \right) = 9.2672$$

Y

$$P_{r2} = 9.2672 \rightarrow h_{2s} = 517.05 \text{ kJ/kg}$$

Al sustituir las cantidades en la relación de eficiencia isentrópica, se obtiene

$$\eta_c = \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2a} - h_1} \rightarrow h_{2a} = \left(\frac{h_{2s} - h_1}{\eta_c} \right) + h_1 = \left[\frac{(517.05 - 285.14) \text{ kJ/kg}}{0.80} \right] + 285.14 \text{ kJ/kg}$$

$$h_{2a} = 575.03 \text{ kJ/kg} \rightarrow h_{2a} = 569.5 \text{ K}$$

b) La potencia de entrada requerida en el compresor se determina a partir del balance de energía para dispositivos de flujo estable,

$$\dot{E}_{\text{entrada}} = \dot{E}_{\text{salida}}$$

$$\dot{m}h_1 = \dot{W}_{a,\text{entrada}} + \dot{m}h_{2a}$$

$$\begin{aligned} \dot{W}_{a,\text{entrada}} &= \dot{m}(h_{2a} - h_1) = (0.2 \text{ kg/s}) \left[(575.03 - 285.14) \text{ kJ/kg} \right] \\ &= 58.0 \text{ kW} \end{aligned}$$

Discusión: Observe que en la determinación de la potencia de entrada al compresor se empleó h_{2a} en lugar de h_{2s} porque h_{2a} es la entalpía real del aire cuando sale del compresor. La cantidad h_{2s} es un valor de entalpía hipotético que el aire tendría si el proceso fuera isentrópico.

4.1.9 EFICIENCIA ISENTRÓPICA DE TOBERAS

Las toberas son dispositivos esencialmente adiabáticos y se usan para acelerar un fluido, por consiguiente, los procesos isentrópicos sirven como un modelo conveniente para este tipo de dispositivos. La eficiencia isentrópica de una tobera está definida como la relación entre la energía cinética real del fluido a la salida de la tobera y el valor de la energía cinética a la salida de una tobera isentrópica para los mismos valores en el estado de entrada y la presión de salida. Es decir,

$$\eta_N = \frac{\text{EC real a la salida de la tobera}}{\text{EC isentrópica a la salida de la tobera}} = \frac{V_{2a}^2}{V_{2s}^2} \quad 4.30$$

La presión de salida es la misma para ambos procesos, real e isentrópico, pero el estado de salida es diferente. Las toberas no incluyen interacción de trabajo y el fluido experimenta un pequeño o ningún cambio en su energía potencial cuando fluye a través del dispositivo. Si además la velocidad de entrada del fluido es pequeña respecto a la velocidad de salida, el balance de energía para este dispositivo de flujo estable se reduce a

$$h_1 = h_{2a} + \frac{V_{2a}^2}{2} \quad 4.31$$

La eficiencia isentrópica de la tobera puede expresarse en términos de la entalpía como

$$\eta_N \cong \frac{h_1 - h_{2a}}{h_1 - h_{2s}} \quad 4.32$$

donde h_{2a} y h_{2s} son los valores de la entalpía en la salida de la tobera para los procesos real e isentrópico, respectivamente (Figura 4.1.12). Las eficiencias isentrópicas de las toberas son superiores a 90 por ciento y no es raro encontrar algunas mayores a 95 por ciento.

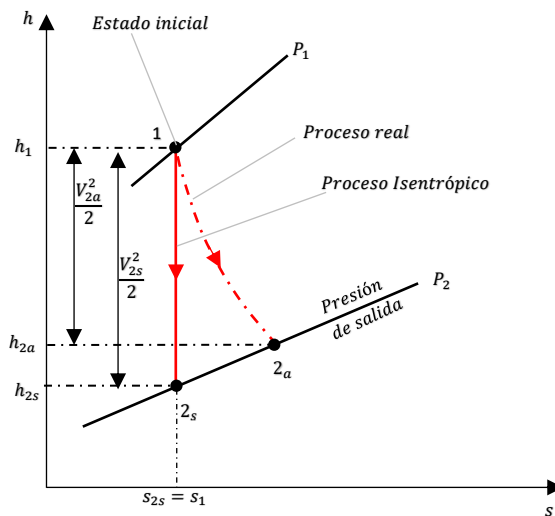


Figura 4.1.12
Diagrama h-s de los procesos real e isentrópico de una tobera adiabática.

EJEMPLO: Efecto de la eficiencia sobre la velocidad de salida de una tobera

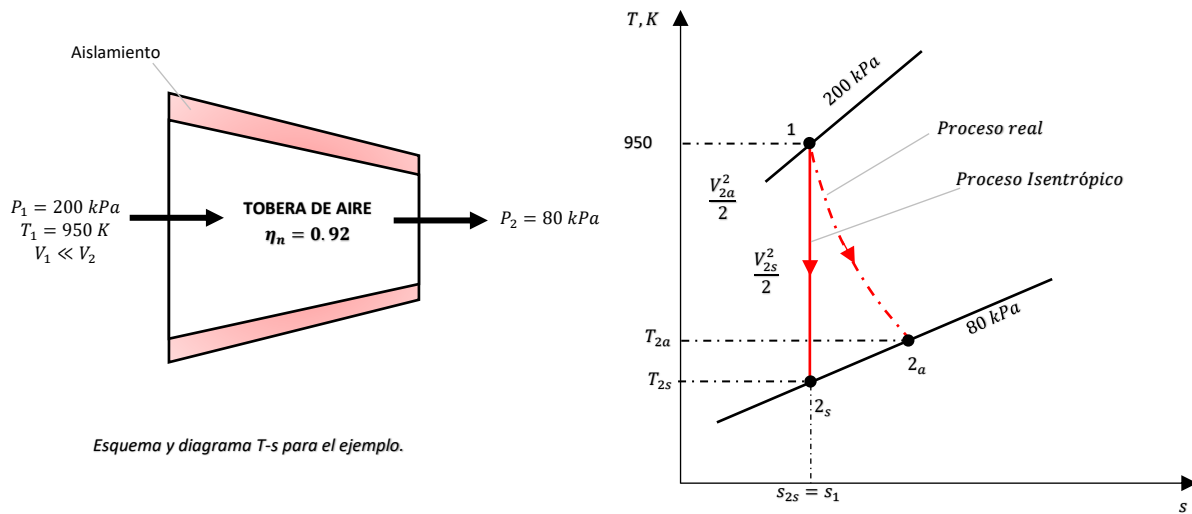
Aire a 200 kPa y 950 K entra en una tobera adiabática a velocidad baja y se descarga a una presión de 80 kPa. Si la eficiencia isentrópica de la tobera es 92 por ciento, determine: a) la posible velocidad de salida máxima, b) la temperatura de salida y c) la velocidad real de salida del aire. Asuma calores específicos constantes para el aire.

Solución: Se considera la aceleración del aire en una tobera, y se determinarán las velocidades de salida máxima y real, así como la temperatura de salida, para una presión de salida especificada y una eficiencia isentrópica.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. El aire es un gas ideal.

3. La energía cinética de entrada es insignificante.



Análisis: En la figura se da un esquema del sistema y un diagrama T-s del proceso. Durante este proceso de aceleración, la temperatura del aire disminuirá porque algo de su energía interna se convierte en energía cinética. Este problema puede resolverse con precisión si se emplean los datos de la tabla de propiedades del aire; pero aquí se asumen calores específicos constantes (con lo cual se sacrifica algo de exactitud) para demostrar su uso. Suponga una temperatura promedio de aproximadamente 800 K , entonces los valores promedio de C_p y k a esta temperatura promedio pronosticada se determinan de la tabla A-2b, en la que $C_p = 1.099 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ y $k = 1.354$.

a) La velocidad de salida del aire será máxima cuando el proceso en la tobera no incluya irreversibilidades. La velocidad de salida en este caso se determina de la ecuación de energía del flujo estable. Sin embargo, primero es necesario determinar la temperatura de salida. Para el proceso isentrópico de un gas ideal se tiene:

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{P_{2s}}{P_1} \right)^{(k-1)/k}$$

O

$$T_{2s} = T_1 \left(\frac{P_{2s}}{P_1} \right)^{(k-1)/k} = (950 \text{ K}) \left(\frac{80 \text{ kPa}}{200 \text{ kPa}} \right)^{0.354/1.354} = 748 \text{ K}$$

Esto da una temperatura promedio de 849 K, lo que es algo superior a la temperatura promedio supuesta (800 K). Es posible afinar este resultado si se reevalúa el valor de k a 749 K y se repiten los cálculos, pero no se garantiza su exactitud porque las dos temperaturas promedio son suficientemente cercanas (hacerlo así cambiaría la temperatura por sólo 1.5 K, lo cual no es significativo). Ahora se determinará la velocidad de salida isentrópica del aire a partir del balance de energía para este proceso isentrópico de flujo estable:

$$e_{ent} = e_{sal}$$

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2} = h_{2s} + \frac{V_{2s}^2}{2}$$

$$V_{2s} = \sqrt{2(h_1 - h_{2s})} = \sqrt{2C_{p,prom}(T_1 - T_{2s})}$$

$$= \sqrt{2(1.099 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K})[(950 - 748)\text{K}] \left(\frac{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2}{1 \text{ kJ/kg}} \right)} = 666 \text{ m/s}$$

b) La temperatura real de salida del aire es superior a la temperatura de salida isentrópica evaluada anteriormente, y se determina de

$$N \cong \frac{h_1 - h_{2a}}{h_1 - h_{2s}} = \frac{C_{p,prom}(T_1 - T_{2a})}{C_{p,prom}(T_1 - T_{2s})} \rightarrow N = \frac{(T_1 - T_{2a})}{(T_1 - T_{2s})}$$

O

$$T_{2a} = T_1 - [N \cdot (T_1 - T_{2s})] = 950 - [(0.92)(950 - 748)\text{K}] = 764.16 \text{ K}$$

Es decir, la temperatura es 16 K superior en la salida de la tobera real debido a irreversibilidades como la fricción. Esto representa una pérdida puesto que la elevación en la temperatura se produce a expensas de la energía cinética (Figura 4.1.13). c) La velocidad real de salida del aire se puede determinar a partir de la definición de eficiencia isentrópica de una tobera,

$$\eta_N \cong \frac{V_{2a}^2}{V_{2s}^2} \rightarrow V_{2a} = \sqrt{\eta_N V_{2s}^2}$$

$$= \sqrt{(0.92)(666 \text{ m/s})^2}$$

$$= 639 \text{ m/s}$$

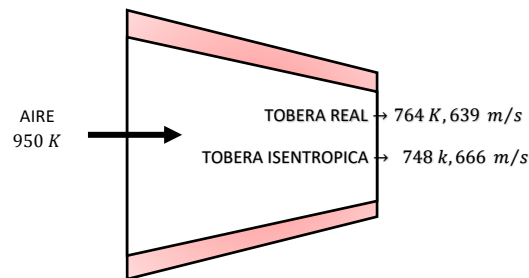


Figura 4.1.13

Una sustancia sale de las toberas reales a una temperatura superior (por lo tanto, a una velocidad menor) como resultado de la fricción.

4.2 LEY DE CONSERVACION DE LA ENERGÍA Y SUS ECUACIONES

La ecuación $\frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2) + mg(Z_2 - Z_1) = \int_{Z_1}^{Z_2} R dz$ establece que el trabajo total de todas las fuerzas que actúan sobre el cuerpo desde el entorno, con excepción de la fuerza gravitacional, es igual a la suma de los cambios en las energías cinética y potencial del cuerpo. Cuando la fuerza resultante provoca un aumento de la elevación, la aceleración del cuerpo, o ambas, el trabajo realizado por la fuerza puede considerarse una transferencia de energía al cuerpo, donde se almacena como energía potencial gravitacional y/o energía cinética. La noción de que la energía se conserva subyace a esta interpretación.

La interpretación de la ecuación como expresión del principio de conservación de la energía puede reforzarse considerando el caso especial de un cuerpo sobre el cual la única fuerza que actúa es la debida a la gravedad, ya que entonces el lado derecho de la ecuación se anula. En estas condiciones, la suma de las energías cinética y potencial gravitacional permanece constante. La ecuación también ilustra que la energía puede transformarse de una forma a otra: para un objeto que cae únicamente bajo la influencia de la gravedad, la energía potencial disminuiría a medida que la energía cinética aumenta en la misma cantidad. (figura 4.2.1)

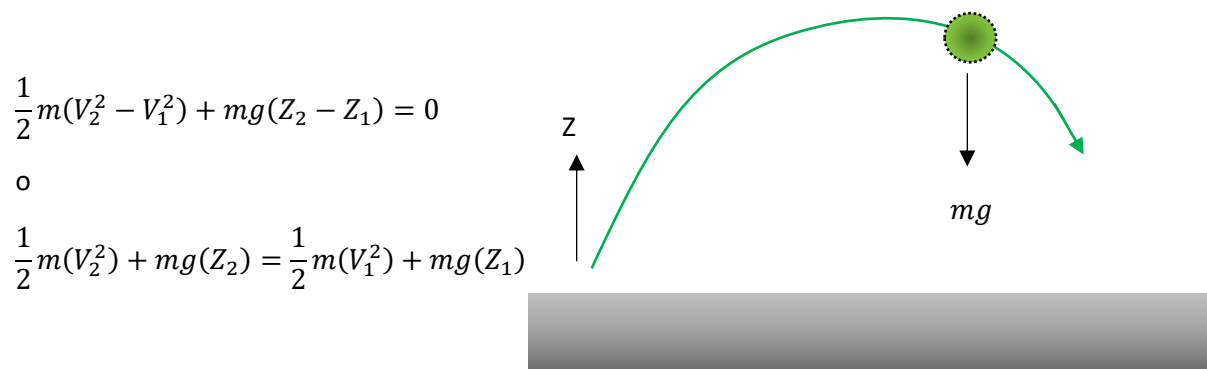


Figura 4.2.1
Conservación de la energía y sus ecuaciones

Hasta ahora, la presentación se ha centrado en sistemas en los que las fuerzas aplicadas afectan únicamente su velocidad y posición generales. Sin embargo, los sistemas de interés ingenieril normalmente interactúan con su entorno de maneras más complejas, con cambios también en otras propiedades. Para analizar estos sistemas, los conceptos de energía cinética y potencial por sí solos no son suficientes, ni tampoco el principio rudimentario de

conservación de la energía presentado en esta sección. En termodinámica, el concepto de energía se amplía para tener en cuenta otros cambios observados, y el principio de conservación de la energía se extiende para incluir una amplia variedad de formas en que los sistemas interactúan con su entorno. La base de estas generalizaciones es la evidencia experimental.

La energía total de un sistema consta sólo de las energías cinética, potencial e interna, y se expresa como:

$$E = U + EC + EP \rightarrow E = U + m \frac{V^2}{2} + mgz \quad (Kj), (Btu) \quad 4.33$$

O por unidad de masa

$$e = u + ec + ep \rightarrow e = u + \frac{V^2}{2} + gz \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 4.34$$

La mayor parte de los sistemas cerrados permanecen estacionarios durante un proceso y, por lo tanto, no experimentan cambios en sus energías cinética y potencial. Los sistemas cerrados cuya velocidad y elevación del centro de gravedad permanecen constantes durante un proceso comúnmente se denominan sistemas estacionarios. El cambio en la energía total E de un sistema fijo es idéntico al cambio en su energía interna U . Se asume que un sistema cerrado será estacionario a menos que se especifique lo contrario.

Los volúmenes de control en general tienen que ver con el flujo de un fluido durante largos periodos, y es conveniente expresar en forma de tasa el flujo de energía en relación con una corriente de fluido. Esto se consigue al incorporar el flujo másico $\dot{m}$, que es la cantidad de masa que fluye por una sección transversal por unidad de tiempo; y se relaciona con el flujo volumétrico $\dot{V}$, definido como el volumen de un fluido que fluye por una sección transversal por unidad de tiempo, mediante

$$\text{Flujo másico} \rightarrow \dot{m} = \rho \dot{V} = \rho A_c V_{prom} \quad \left(\frac{Kg}{s} \right), \left(\frac{lbm}{s} \right) \quad 4.35$$

que es análogo a $m = \rho V$, donde ρ es la densidad del fluido, A_c el área de sección transversal de flujo y $V_{promedio}$ es la velocidad de flujo promedio normal a A_c . El punto sobre el símbolo se usa para indicar tasa de cambio respecto al tiempo. Entonces, el flujo de energía relacionado con un fluido que corre a una tasa de es $\dot{m}$ (Figura 4.2.2)

$$\text{Flujo de energía} \rightarrow \dot{E} = \dot{m}E = \rho A_c V_{prom} \left(\frac{Kj}{s} \right), \left(\frac{Btu}{s} \right) \text{ Kw} \quad 4.36$$

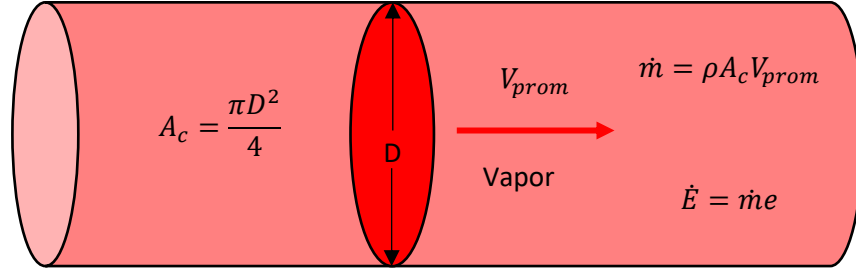


Figura 4.2.2
Tasas de flujo masa y energía

4.2.1 BALANCE DE ENERGÍA MECÁNICA

La energía mecánica se puede definir como la forma de energía que se puede convertir completamente en trabajo mecánico de modo. Las formas más comunes de energía mecánica son las energías cinéticas y la potencial. Sin embargo, la térmica no es energía mecánica puesto que no se puede convertir en trabajo de forma completa y directa (segunda ley de la termodinámica). El trabajo de flujo se expresa en términos de las propiedades del fluido y es conveniente considerarlo como parte de la energía de un fluido en movimiento y llamarlo energía de flujo. Por lo tanto, la energía mecánica de un fluido en movimiento por unidad de masa se puede expresar como:

$$e_{mecánica} = e_{flujo} + e_{cinética} + e_{potencial}$$

$$e_{mecánica} = \frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz \quad 4.37$$

Esta expresión puede ser por unidad de tiempo

$$E_{mecánica} = \dot{m}e_{mecánica} = \dot{m} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz \right) \quad 4.38$$

donde $\dot{m}$ es el flujo másico del fluido. Entonces el cambio de energía mecánica (Δe_{mec}) de un fluido durante flujo compresible ($\rho = \text{constante}$) es

$$\Delta e_{mecánica} = \frac{P_2 - P_1}{\rho} + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(Z_2 - Z_1) \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 4.39$$

$$\Delta e_{mecánica} = \dot{m} \Delta e_{mec} = \dot{m} \left(\frac{P_2 - P_1}{\rho} + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(Z_2 - Z_1) \right) \quad \left(\frac{Kj}{s} \right), \left(\frac{Btu}{s} \right) \rightarrow Kw \quad 4.40$$

Por lo tanto, la energía mecánica de un fluido no cambia durante el flujo si su presión, densidad, velocidad y altura permanecen constantes. En ausencia de pérdidas, el cambio de energía mecánica representa el trabajo mecánico suministrado al fluido (si $\Delta e_{mecánica} > 0$) o extraído del fluido (si $\Delta e_{mecánica} < 0$)

4.2.2 TRABAJO

El trabajo que realiza una fuerza constante F sobre un cuerpo que se desplaza una distancia s en la dirección de la fuerza se expresa como

$$\begin{aligned} \delta W &= F ds \\ \delta W &= \int_1^2 F ds \\ W_{1-2} &= F(S_2 - S_1) \quad (Kj), (Btu) \end{aligned}$$

Trabajo realizado por unidad de masa

$$\frac{W}{m} = F(S_2 - S_1) \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right)$$

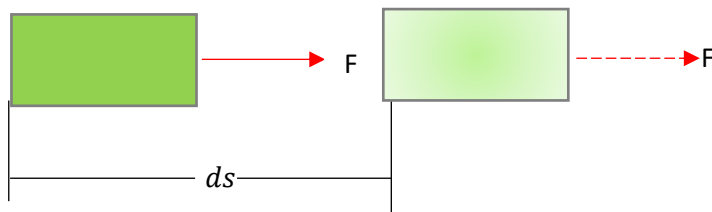


Figura 4.2.3

Trabajo es proporcional a la fuerza por la distancia

Al trabajo realizado por unidad de tiempo se le denomina potencia

$$\dot{W} = \frac{\delta W}{dt} \quad 4.41$$

La termodinámica en ingeniería se ocupa frecuentemente de dispositivos como motores de combustión interna y turbinas, cuyo propósito es realizar trabajo. Por lo tanto, a diferencia del enfoque generalmente adoptado en mecánica, suele ser conveniente considerar dicho trabajo como positivo. Figura 4.2.4, es decir,

$$\begin{aligned} W &> 0, && \text{trabajo realizado por el sistema} \\ W &< 0, && \text{trabajo que recibe el sistema} \end{aligned}$$



Figura 4.2.4
Signos del trabajo

4.2.3 TRABAJO POR EXPANSIÓN O COMPRESIÓN DE UN GAS O UN LIQUIDO

El trabajo realizado por el sistema cerrado mostrado en la figura 4.2.5, que consiste en un gas (o líquido) contenido en un conjunto de pistón-cilindro a medida que el gas se expande. Durante el proceso, la presión del gas ejerce una fuerza normal sobre el pistón. Sea p la presión que actúa en la interfaz entre el gas y el pistón. La fuerza ejercida por el gas sobre el pistón es simplemente el producto pA , donde A es el área de la cara del pistón. El trabajo realizado por el sistema cuando el pistón se desplaza una distancia dx es

$$\delta w = pA dx \quad 4.42$$

El producto de dx por el Area = dV , entonces la expresión puede escribirse

$$\delta w = p dV \quad 4.43$$

Si el volumen incrementa dV , entonces existe una expansión en el cilindro-embolo y el trabajo es positivo por la expansión del gas. Para una compresión, dV , es negativo, al igual que el trabajo obtenido a partir de la ecuación 4.42. Estos signos concuerdan con la convención de signos para el trabajo establecida previamente. Para un cambio de volumen de V_1 a V_2 , el trabajo se obtiene integrando la ecuación 4.43.

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad 4.44$$

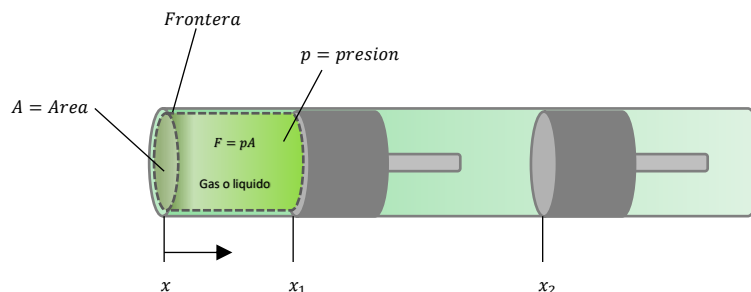


Figura 4.2.5
Expansión o compresión de un líquido o gas

La ecuación 4.44 puede aplicarse para evaluar el trabajo en procesos de expansión o compresión de cuasiequilibrio. Para estos procesos idealizados, la presión p en la ecuación es la presión de toda la cantidad de gas (o líquido) que participa en el proceso, y no solo la presión en el límite móvil. La relación entre la presión y el volumen puede ser gráfica o analítica. Una relación gráfica se muestra en el diagrama de presión-volumen (diagrama p - V) de la figura 4.2.6. Inicialmente, la cara del pistón está en la posición x_1 y la presión del gas es p_1 ; al concluir un proceso de expansión de cuasiequilibrio, la cara del pistón está en la posición x_2 y la presión se reduce a p_2 .

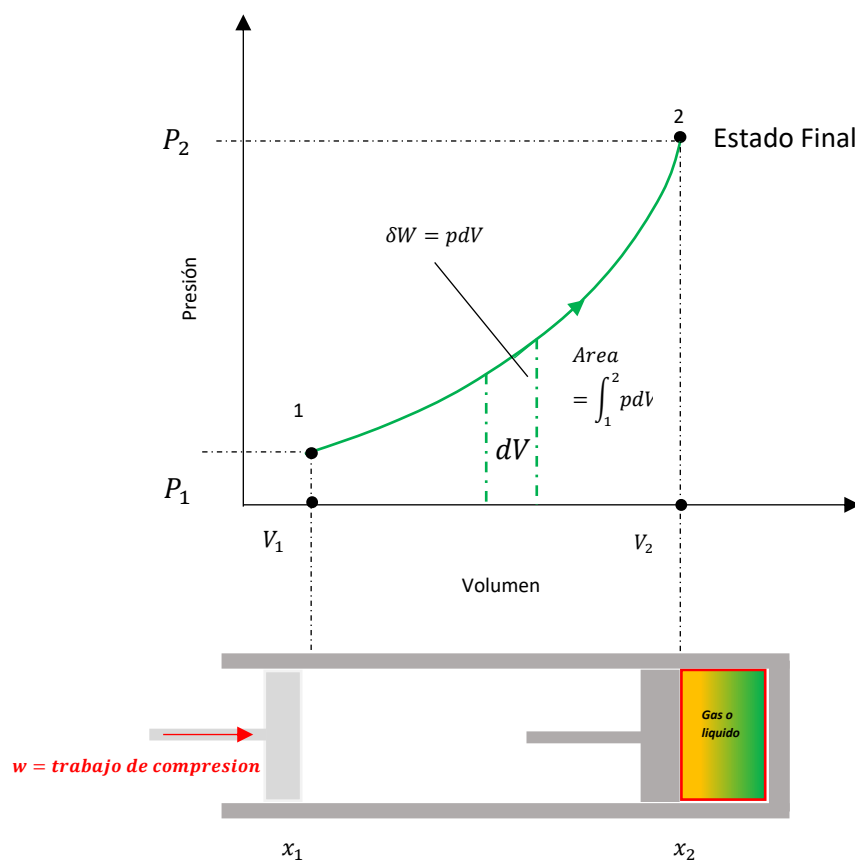


Figura 4.2.6
Diagrama P - V de un proceso de compresión de un líquido o un gas

En cada posición intermedia del pistón, la presión uniforme en todo el gas se muestra como un punto en el diagrama. La curva, o trayectoria, que conecta los estados 1 y 2 en el diagrama representa los estados de equilibrio por los que ha pasado el sistema durante el proceso. El trabajo realizado por el gas sobre el pistón durante la expansión está dado por $W = \int_{V_1}^{V_2} p dV$, que puede interpretarse como el área bajo la curva de presión versus volumen. Por lo tanto, el área sombreada de la figura 4.2.7 es igual al trabajo del proceso. Si el gas se hubiera comprimido de 2 a 1 a lo largo de la misma trayectoria en el diagrama p-V, la magnitud del trabajo sería lo mismo, pero el signo sería negativo, indicando que para la compresión la transferencia de energía fue del pistón al gas.

La interpretación del área del trabajo en un proceso de expansión o compresión de cuasiequilibrio permite una demostración sencilla de la idea de que el trabajo depende del proceso.

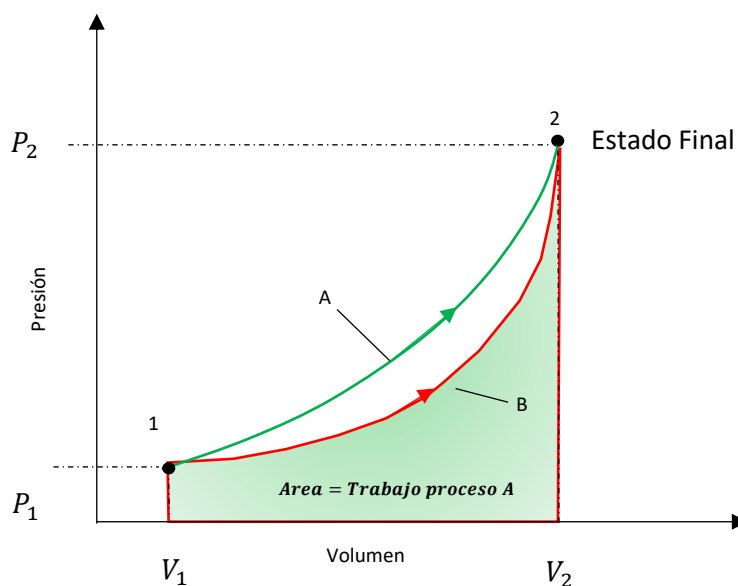


Figura 4.2.7
Trabajo depende del proceso

4.2.4 TRAYECTORIA DEL TRABAJO

Las funciones de la trayectoria del trabajo tienen diferenciales inexactas designadas por el símbolo δ . En consecuencia, una cantidad diferencial de trabajo se representa mediante δW . Sin embargo, las propiedades son funciones de punto (es decir, sólo dependen del estado y no de cómo un sistema llega a ese estado) y tienen diferenciales exactas

designadas por el símbolo d . Un pequeño cambio de volumen, por ejemplo, se representa por dV , y el cambio de volumen total durante un proceso entre los estados 1 y 2 es

$$\int_1^2 dV = V_2 - V_1 = \Delta V \quad 4.45$$

El cambio de volumen entre los procesos 1 y 2 es siempre el volumen en el estado 2 menos el volumen en el estado 1, sin importar la trayectoria seguida (figura 4.2.8). Sin embargo, el trabajo total realizado entre los procesos 1 y 2 es

$$\int_1^2 \delta W = W_{1-2} \quad 4.46$$

No se utiliza $\Delta W \rightarrow$ Es incorrecto

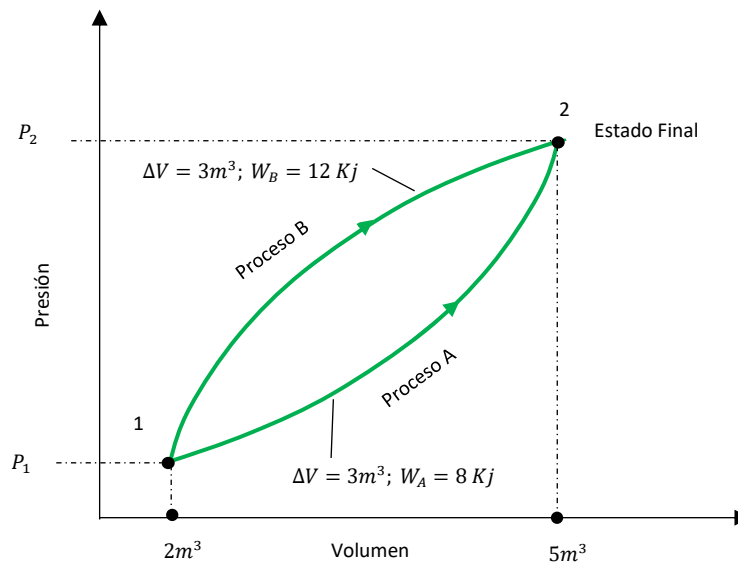


Figura 4.2.8

Las propiedades son funciones puntuales; pero el calor y el trabajo son funciones de la trayectoria (sus magnitudes dependen de la trayectoria seguida)

4.2.5 CALOR

La energía puede cruzar la frontera de un sistema cerrado en dos formas distintas: calor y trabajo. El calor está definido como la forma de energía que se transfiere entre dos sistemas (o entre un sistema y sus alrededores) debido a una diferencia de temperatura (Fig. 2-12). Es decir, una interacción de energía es calor sólo si ocurre debido a una diferencia de temperatura. Entonces se deduce que no puede haber ninguna transferencia de calor entre

dos sistemas que se hallan a la misma temperatura. El calor es energía en transición y se reconoce sólo cuando cruza la frontera de un sistema.

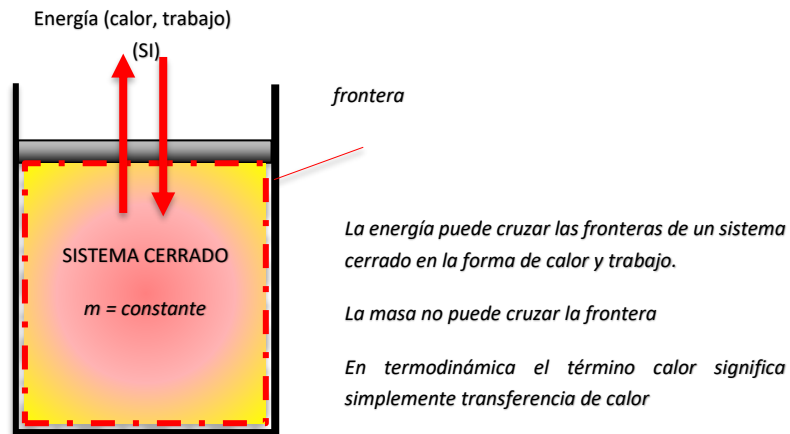


Figura 4.2.9
Sistema Cerrado

El símbolo Q denota la cantidad de energía transferida a través de la frontera de un sistema en una interacción térmica con el entorno. La transferencia de calor hacia un sistema se considera positiva, mientras que la transferencia de calor desde un sistema se considera negativa (figura 4.2.10).

$Q > 0$, transferencia de calor al sistema

$Q < 0$, transferencia de calor del sistema



Figura 4.2.10
Signos del calor

Un proceso durante el cual no hay transferencia de calor se denomina proceso adiabático (Figura 4.2.11). El término adiabático proviene de la palabra griega adiabatos, que significa “no pasar”. Hay dos maneras en que un proceso puede ser adiabático: el sistema está bien aislado de modo que sólo una cantidad insignificante de calor cruza la frontera, o bien, tanto el sistema como los alrededores están a la misma temperatura y por lo tanto no hay fuerza

impulsora (diferencia de temperatura) para la transferencia de calor. Hay que distinguir entre un proceso adiabático y uno isotérmico: aunque no hay transferencia de calor durante un proceso adiabático, otros medios como el trabajo pueden cambiar el contenido de energía y, en consecuencia, la temperatura de un sistema.

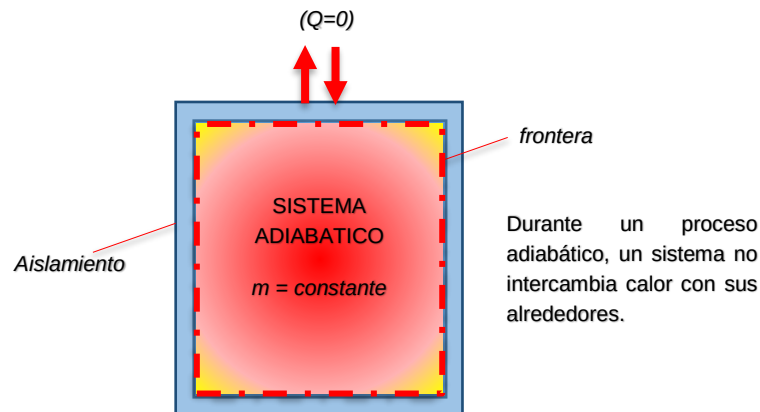


Figura 4.2.11
Sistema sin intercambio de calor

Como forma de energía, el calor tiene unidades de energía, la más común es el kJ (o Btu). La cantidad de calor transferida durante el proceso entre dos estados (1 y 2) se denota mediante Q_{1-2} o sólo Q . La transferencia de calor por unidad de masa de un sistema se denota con q y se determina a partir de

$$q = \frac{Q}{m} \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 4.47$$

En ocasiones es deseable conocer la tasa de transferencia de calor (cantidad de calor transferida por unidad de tiempo) en lugar del calor total transferido durante cierto intervalo de tiempo (figura 4.2.12). La tasa de transferencia de calor se expresa con $\dot{Q}$, donde el punto significa la derivada respecto del tiempo, o “por unidad de tiempo”. La tasa de transferencia de calor $\dot{Q}$ tiene las unidades $\frac{Kj}{s}$ o $\frac{Btu}{s}$, equivalente a kW. Cuando $\dot{Q}$ varía con el tiempo, la cantidad de transferencia de calor durante un proceso se determina integrando $\dot{Q}$ sobre el intervalo de tiempo del proceso:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} \dot{Q} dt \quad (Kj), (Btu) \quad 4.48$$

Cuando $\dot{Q}$ permanece constante durante un proceso, esta relación se reduce a

$$Q = \dot{Q}\Delta t \quad (Kj), (Btu) \quad 4.49$$

donde $\Delta t = t_2 - t_1$ es el intervalo de tiempo durante el que ocurre el proceso.

Ejemplo:

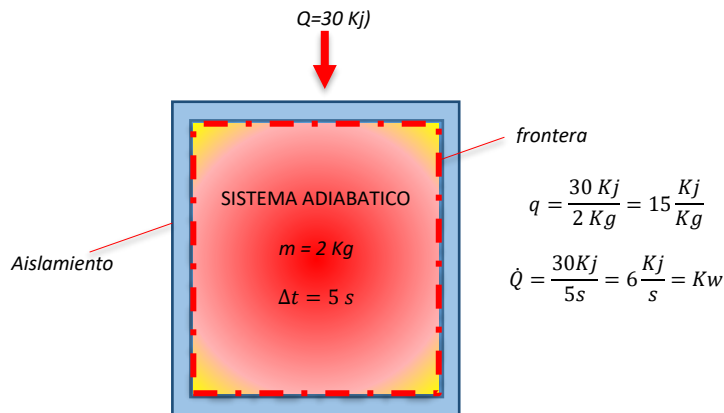


Figura 4.2.12

Relaciones entre el flujo de calor por unidad de masa y por unidad de tiempo

El calor se transfiere mediante tres mecanismos: conducción, convección y radiación. La conducción es la transferencia de energía de las partículas más energéticas de una sustancia a las adyacentes menos energéticas, como resultado de la interacción entre partículas. La convección es la transferencia de energía entre una superficie sólida y el fluido adyacente que se encuentra en movimiento, y tiene que ver con los efectos combinados de la conducción y el movimiento del fluido. La radiación es la transferencia de energía debida a la emisión de ondas electromagnéticas (o fotones). Al final de este capítulo se repasan los tres mecanismos de transferencia de calor como un tema de interés especial.

4.2.6 TRANSFERENCIA DE ENERGÍA POR TRABAJO

Al igual que el calor, el trabajo es una interacción de energía que ocurre entre un sistema y sus alrededores. La energía puede cruzar la frontera de un sistema cerrado en forma de calor o trabajo; entonces, si la energía que cruza la frontera de un sistema cerrado no es calor, debe ser trabajo. Es fácil reconocer el calor: su fuerza impulsora es una diferencia de temperatura entre el sistema y su entorno. Por lo tanto, se puede decir simplemente que una interacción de energía que se origina por algo distinto a una diferencia de temperatura

entre un sistema y sus alrededores es trabajo. De manera más específica, el trabajo es la transferencia de energía relacionada con una fuerza que actúa a lo largo de una distancia.

El trabajo es también una forma de energía transferida como calor y por lo tanto tiene unidades de energía como kJ . El trabajo realizado durante un proceso entre los estados 1 y 2 se denota por W_{1-2} o sólo W . El trabajo por unidad de masa de un sistema se denota mediante w y se expresa como

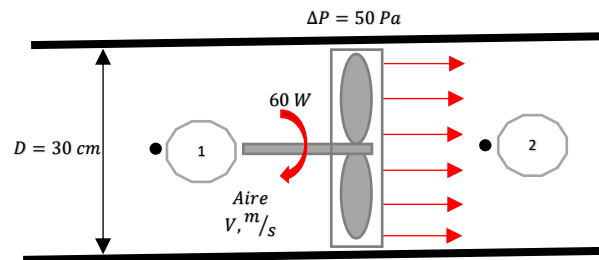
$$w = \frac{W}{m} \quad \left(\frac{Kj}{Kg} \right), \left(\frac{Btu}{lbm} \right) \quad 4.50$$

El trabajo realizado por unidad de tiempo se llama potencia, se denota con $\dot{W}$ y su unidad es $\frac{KJ}{s}$, o kW . En el sistema ingles $1 Kw = 0.9478 \frac{Btu}{s}$

4.3 CASOS ESPECIALES DE LA ECUACION DE LA ENERGIA

Ejemplo: Un sistema de calentamiento central usa un ventilador de 60 W para hacer circular aire a través de ductos. El análisis muestra que el ventilador necesita elevar la presión del aire en 50 Pa para mantener el flujo. El dispositivo se localiza en una sección de flujo horizontal cuyo diámetro es de 30 cm tanto en la entrada como en la salida. Determine la velocidad de flujo promedio más alta posible en el ducto.

El ventilador de un sistema de calefacción central circula aire a través de los conductos. Para un aumento de presión especificado, se debe determinar la velocidad promedio de flujo más alta posible.



Suposiciones:

1. El ventilador opera de manera constante.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial a través del ventilador son despreciables.

Análisis: Para un volumen de control que encierre la unidad del ventilador, el balance de energía se puede escribir como

$$\dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida} = \frac{dE_{sistema}}{dt} = 0 \rightarrow \dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida}$$

$$\dot{W}_{entrada} + \dot{m}(Pv)_1 = \dot{m}(Pv)_2 \rightarrow \dot{W}_{entrada} = \dot{m}(P_2 - P_1)_v = \dot{V}\Delta P$$

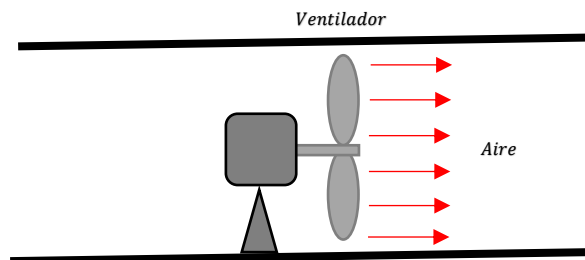
Los cambios en las energías cinética y potencial de la gasolina son insignificantes, resolviendo para la tasa de flujo volumétrico y sustituyendo, se determina que la tasa de flujo máxima y la velocidad son

$$\dot{V}_{maxima} = \frac{\dot{W}_{entrada}}{\Delta P} = \frac{50 \text{ J/s}}{50 \text{ Pa}} = \left(\frac{1 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3}{1 \text{ J}} \right) = 1.2 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$V_{m\acute{a}xima} = \frac{\dot{V}_{m\acute{a}ximo}}{A_c} = \frac{\dot{V}_{m\acute{a}ximo}}{\pi D^2/4} = \frac{1.2 \text{ m}^3/\text{s}}{\pi (0.30 \text{ m})^2/4} = 17.0 \text{ m/s}$$

Conclusión: El principio de conservación de la energía requiere que la energía se conserve al ser convertida de una forma a otra, y no permite que se cree o destruya energía durante un proceso. En realidad, la velocidad será menor debido a las pérdidas asociadas con la conversión de energía eléctrica a energía mecánica del eje y de la energía del eje mecánico al flujo de energía.

EJEMPLO: Considere un ventilador localizado en un ducto cuadrado de 3 X 3 *pies*. Se miden las velocidades en distintos puntos de la salida y se determina la velocidad de flujo promedio en 22 *pies/s*. Si se toma la densidad del aire como 0.075 lbm/pie³, calcule el consumo mínimo de potencia eléctrica del motor del ventilador.



Un ventilador acelera el aire a una velocidad especificada en un conducto cuadrado. Se debe determinar la potencia eléctrica mínima que debe suministrarse al motor del ventilador.

Suposiciones:

1. El ventilador funciona de manera estable.
2. No hay pérdidas de conversión.

Propiedades: La densidad del aire se da como $\rho = 0,075 \text{ lbm/ft}^3$.

Análisis: Un motor de ventilador convierte la energía eléctrica en energía mecánica del eje, y el ventilador transmite la energía mecánica del eje (potencia del eje) a energía mecánica

del aire (energía cinética). Para un volumen de control que encierra la unidad ventilador-motor, el balance de energía se puede escribir como

$$\dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida} = dE_{sistema}/dt = 0 \rightarrow \dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida}$$

$$\dot{W}_{elec,ent} = \dot{m}_{aire} ke_{sal} = \dot{m}_{aire} \frac{V_{sal}^2}{2}$$

Donde

$$\dot{m}_{aire} = \rho VA = (0,075 \text{ lbm/ft}^3)(22 \text{ pies/s})(3 \times 3 \text{ pies}) = 14.85 \text{ lbs/s}$$

Substituyendo en la ecuación

$$\dot{W}_{elec,ent} = \dot{m}_{aire} \frac{V_{sal}^2}{2} = (14.85 \text{ lbs/s}) \frac{(22 \text{ pies/s})^2}{2} \left(\frac{1 \text{ Btu/lbm}}{25037 \text{ pies}^2/\text{s}^2} \right) = (0.1435 \text{ Btu/s})$$

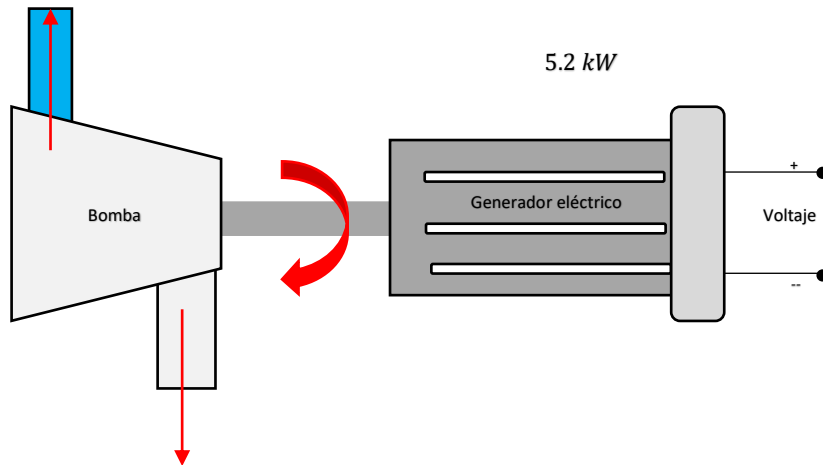
$$\dot{W}_{elec,ent} = 151 \text{ W}$$

donde

$$1 \text{ Btu} = 1.055 \text{ kJ} \text{ y } 1 \text{ kJ/s} = 1 \text{ kW}$$

Conclusión: El principio de conservación de la energía requiere que la energía se conserve a medida que se convierte de una forma a otra, y no permite que se cree o destruya energía durante un proceso. En realidad, la potencia requerida será considerablemente mayor debido a las pérdidas asociadas con la conversión de energía eléctrica a energía mecánica del eje y de la energía mecánica del eje a energía cinética del aire.

EJEMPLO: La fuerza impulsora para el flujo de fluido es la diferencia de presión, y una bomba opera elevando la presión de un fluido al convertir el trabajo de flecha mecánico en energía de flujo. Una bomba de gasolina consume 5.2 kW de potencia eléctrica cuando trabaja; si la diferencia de presión entre la salida y la entrada de la bomba es de 5 kPa y los cambios de velocidad y elevación son insignificantes, determine el caudal máximo posible de gasolina.



Suposiciones:

1. La bomba de gasolina opera de manera constante.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial a través de la bomba son despreciables.

Análisis: Para un volumen de control que encierre la unidad bomba-motor, el balance de energía puede escribirse como

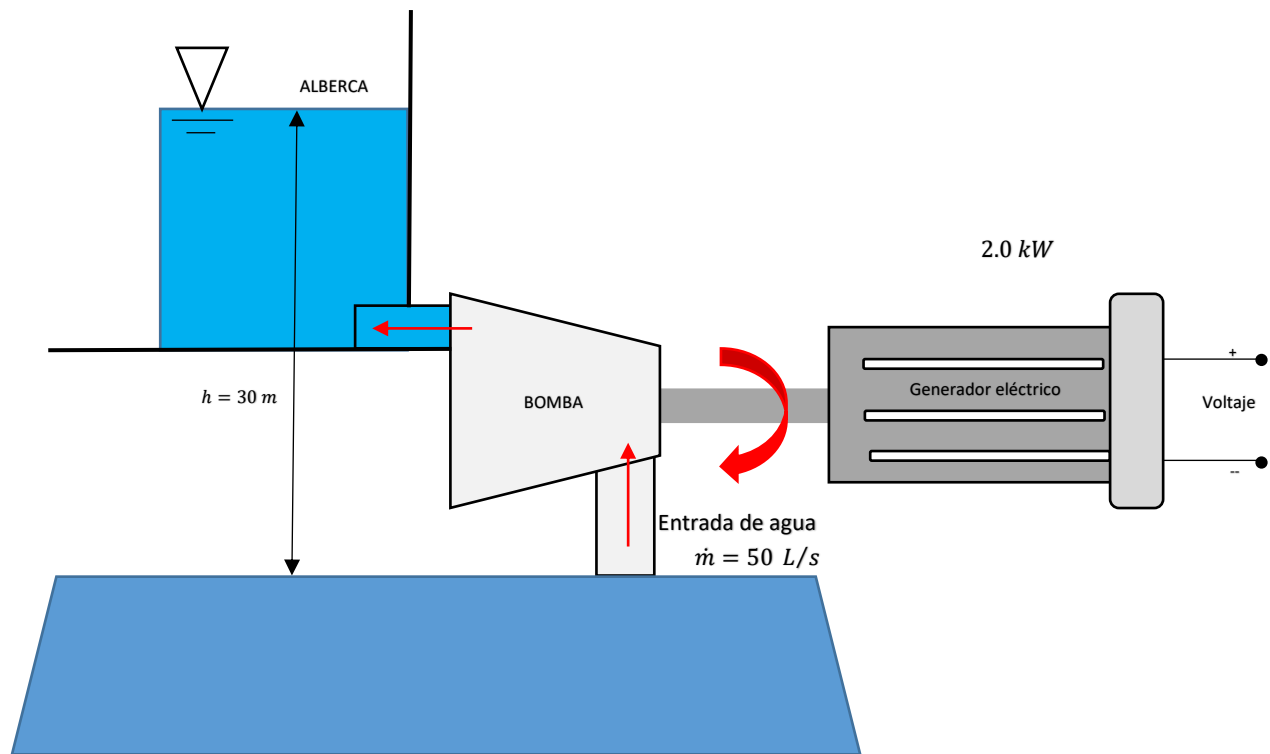
$$\dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida} = \frac{dE_{sistema}}{dt} = 0 \rightarrow \dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida}$$

$$\dot{W}_{entrada} + \dot{m}(Pv)_1 = \dot{m}(Pv)_2 \rightarrow \dot{W}_{entrada} = \dot{m}(P_2 - P_1)_v = \dot{V}\Delta P$$

Los cambios en las energías cinética y potencial de la gasolina son insignificantes, resolviendo para la tasa de flujo volumétrico y sustituyendo, se determina que la tasa de flujo máxima y la velocidad son

$$\dot{V}_{maxima} = \frac{\dot{W}_{entrada}}{\Delta P} = \frac{5.2 \text{ KJ/s}}{5 \text{ kPa}} = \left(\frac{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3}{1 \text{ kJ}} \right) = 1.4 \text{ m}^3/\text{s}$$

EJEMPLO: Una bomba de agua que consume 2 kW de potencia eléctrica cuando trabaja, toma agua de un lago y la bombea a razón de 50 L/s hasta una alberca cuya superficie libre está 30 m arriba de la del lago. Determine si la afirmación es razonable.



La bomba de gasolina eleva la presión a un valor especificado mientras consume energía eléctrica a una tasa especificada. Se debe determinar el caudal máximo de gasolina.

Suposiciones:

1. La bomba de gasolina opera de manera constante.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial a través de la bomba son despreciables.

Análisis: Para un volumen de control que encierre la unidad bomba-motor, el balance de energía puede escribirse como

$$\dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida} = \frac{dE_{sistema}}{dt} = 0 \rightarrow \dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida}$$

$$\dot{W}_{ent} = \dot{m}pe_1 = \dot{m}pe_1$$

$$\dot{m} = \rho\dot{V} = (1.0 \text{ kg/L})(50 \text{ L/s}) = 50.0 \text{ kg/s}$$

$$\begin{aligned}\dot{W}_{ent} &= \dot{m}g(z_2 - z_1) = (50.0 \text{ kg/s})(9.51 \text{ m/s}^2)(30 \text{ m}) \left(\frac{1 \text{ kJ/kg}}{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2} \right) \\ &= 14.7 \text{ kJ/s} = 14.7 \text{ kW}\end{aligned}$$

Lo cual es mucho mayor que 2 kW. Por lo tanto, la afirmación es falsa.

Discusión: El principio de conservación de la energía requiere que la energía se conserve a medida que se convierte de una forma a otra, y no permite que se cree o destruya energía durante un proceso. En la realidad, la potencia requerida será considerablemente más alta que 14,7 kW debido a las pérdidas asociadas con la conversión de energía eléctrica a energía mecánica en el eje y de energía mecánica en el eje a energía potencial del agua.

4.4 EL CALOR ESPECÍFICO A PRESION Y VOLUMEN CONSTANTE

El calor específico se define como la energía requerida para elevar en un grado la temperatura de una unidad de masa de una sustancia (Figura 4.4.1).

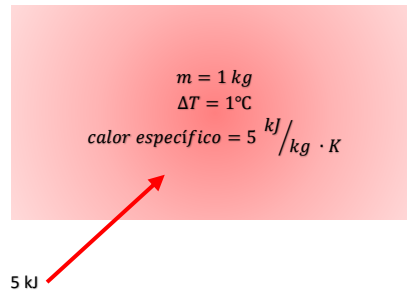


Figura 4.4.1

El calor específico es la energía requerida para elevar la temperatura en un grado de una unidad de masa de una sustancia en una manera especificada.

En general, esta energía depende de cómo se ejecute el proceso. En termodinámica, el interés se centra en dos clases de calores específicos: calor específico a volumen constante C_V y calor específico a presión constante C_P .

Desde un punto de vista físico, el calor específico a volumen constante C_V se puede considerar como la energía requerida para elevar en un grado la temperatura de una unidad de masa de una sustancia cuando el volumen se mantiene constante. La energía requerida para hacer lo mismo cuando se mantiene constante la presión es el calor específico a presión constante C_P , lo cual se ilustra en la figura 4.4.2.

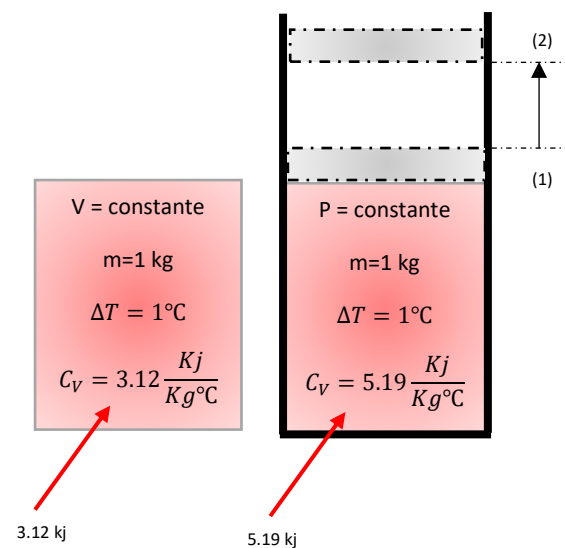


Figura 4.4.2

Calores específicos a volumen y presión constantes c_v y c_p (los valores expresados son para el gas helio).

El calor específico a presión constante C_p es siempre mayor que C_v porque a presión constante se permite que el sistema se expanda y la energía para este trabajo de expansión también debe ser suministrada al sistema. Ahora se expresarán los calores específicos en términos de otras propiedades termodinámicas. Primero, considere una masa fija en un sistema cerrado estacionario que experimenta un proceso a volumen constante (por lo tanto, no hay trabajo de expansión o compresión). El principio de conservación de $e_{entr} - e_{sal} = \Delta e_{sist}$ para este proceso se puede expresar en forma diferencial como

$$\delta e_{ent} - \delta e_{sal} = du \quad 4.51$$

El lado izquierdo de esta ecuación representa la cantidad neta de energía transferida al sistema. A partir de la definición de C_v , esta energía debe ser igual a $C_v dt$, donde dt es el cambio diferencial de temperatura. Así,

$$C_v dT = du \quad \text{a volumen constante}$$

O bien

$$C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad 4.52$$

De manera similar, una expresión para el calor específico a presión constante C_p se obtiene al considerar un proceso de expansión o compresión a presión constante,

$$C_p dT = dh \quad \text{a presión constante}$$

O bien

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad 4.53$$

Las ecuaciones 4.52 y 4.53, son las que definen C_v y C_p , su interpretación se encuentra en la figura 4.4.3

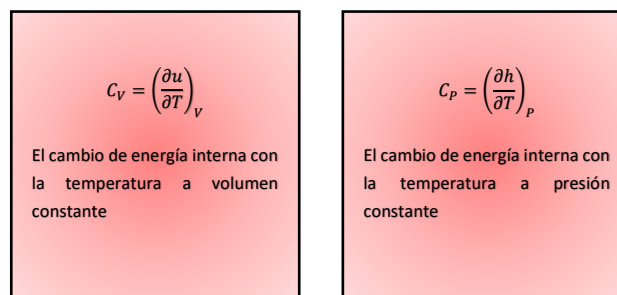


Figura 4.4.3
Definiciones formales de c_v y c_p .

Observe que C_v y C_p se expresan en términos de otras propiedades; de esta manera, deben ser propiedades por sí mismas. Como cualquier otra propiedad, los calores específicos de una sustancia dependen del estado que generalmente se especifica mediante dos propiedades intensivas, independientes. Es decir, la energía requerida para elevar en un grado la temperatura de una sustancia difiere a temperaturas y presiones distintas (Figura 4.4.4), pero normalmente esta diferencia no es muy grande.

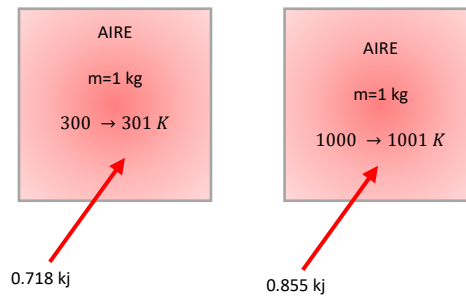


Figura 4.4.4
El calor específico de una sustancia cambia con la temperatura.

De las ecuaciones 4.52 y 4.53 se pueden hacer algunas observaciones. Una es que son relaciones de propiedades y como tales son independientes del tipo de proceso; por lo tanto, son válidas para cualquier sustancia que experimenta cualquier proceso. La única relevancia que tiene C_v en relación con un proceso a volumen constante es que C_v corresponde a la energía transferida hacia un sistema durante un proceso, a volumen constante por unidad de masa, por cada grado que aumenta la temperatura. Así es como se determinan los valores de C_v y también como se originó el nombre de calor específico a volumen constante. Del mismo modo, la energía transferida al sistema por unidad de masa a causa del aumento unitario de temperatura durante un proceso a presión constante es igual a C_p , con lo cual se determinan los valores de C_p y se explica también el origen del nombre de calor específico a presión constante.

Otra observación que se puede hacer de las ecuaciones 4.52 y 4.53 es que C_v está relacionado con los cambios de energía interna mientras que C_p con los cambios de entalpía. De hecho, sería más adecuado definir C_v como el cambio en la energía interna de una sustancia por cambio unitario de temperatura a volumen constante. Asimismo, es posible definir C_p como el cambio en la entalpía de una sustancia por cambio unitario en la temperatura a presión constante. En otras palabras, C_v es una medida de la variación de

energía interna de una sustancia con la temperatura, y C_p es una medida de la variación de entalpía de una sustancia con la temperatura.

Tanto la energía interna como la entalpía de una sustancia se pueden modificar mediante la transferencia de energía en cualquier forma, con el calor como la única forma de ellas. Por lo tanto, el término energía específica es quizá más apropiado que el de calor específico, lo cual significa que la energía se transfiere (y almacena) en forma de calor.

Una unidad común para los calores específicos es $\text{kJ}/\text{kg } ^\circ\text{C}$ o $\text{kJ}/\text{kg } \text{K}$. Observe que ambas unidades son idénticas dado que $T(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) - 273.15$, y un cambio de 1°C en la temperatura es equivalente a un cambio de 1 K . A veces los calores específicos se dan en base molar; en este caso se denotan mediante $\bar{c}_v$ y $\bar{c}_p$ y tienen la unidad $\text{kJ}/\text{kmol } ^\circ\text{C}$ o $\text{kJ}/\text{kmol } \text{K}$.

ENTALPÍA

Se define un gas ideal como un gas cuya temperatura, presión y volumen específico se relacionan mediante

$$Pv = RT \quad 4.54$$

Y para un gas ideal la energía interna es sólo una función de la temperatura. Es decir,

$$u = u(T) \quad 4.55$$

En su experimento, Joule sumergió en agua dos recipientes conecta dos mediante un tubo y una válvula, como se ilustra en la figura 4.4.5. Al principio, uno de los recipientes contenía aire a una presión alta y el otro estaba al vacío. Cuando se alcanzó el equilibrio térmico, abrió la válvula para permitir el paso de aire de un recipiente al otro hasta que se igualaron las presiones. Joule no observó ningún cambio en la temperatura del agua y supuso que no se transfirió calor hacia o desde el aire. Como tampoco se realizó trabajo, concluyó que la energía interna del aire no cambió aun cuando el volumen y la presión sí lo hicieron. Por lo tanto, razonó, la energía interna es una función de la temperatura solamente y no de la presión o del volumen específico. (Joule demostró después que, para gases con una desviación significativa respecto al comportamiento de un gas ideal, la energía interna no es sólo una función de la temperatura.)

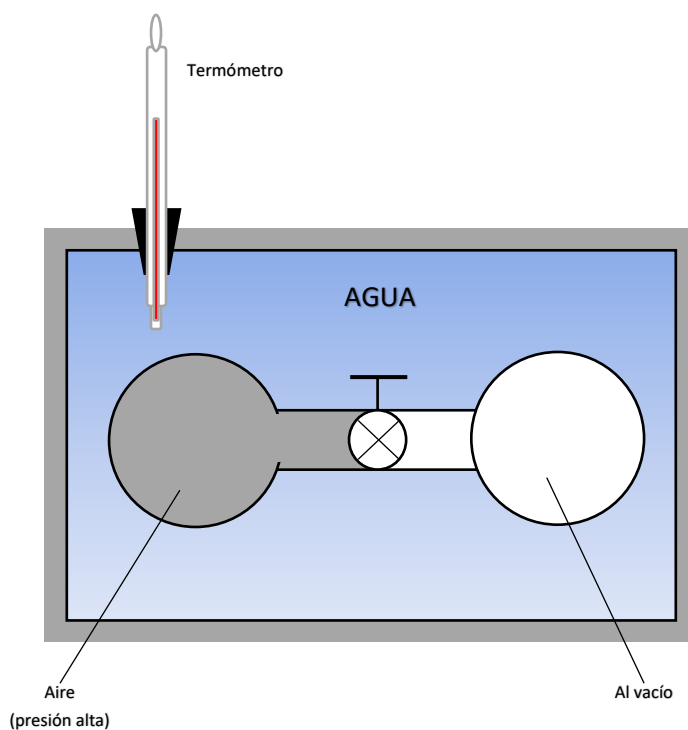


Figura 4.4.5
Esquema del aparato experimental que usó Joule.

En muchos análisis termodinámicos, aparece la suma de la energía interna U y el producto de la presión P por el volumen V . Dado que la suma $U + PV$ aparece con tanta frecuencia en análisis posteriores, conviene asignar a la combinación un nombre, entalpía, y un símbolo distintivo, H . Por definición

$$H = U + PV \quad (Kj) \quad 4.56$$

Dado que U, P y V son propiedades, esta combinación también es una propiedad. La entalpía puede expresarse por unidad de masa.

$$h = u + Pv \quad \left(\frac{Kj}{kg} \right) \quad 4.57$$

o por mol

$$\bar{h} = \bar{u} + P\bar{v} \quad \left(\frac{Kj}{Kgmol} \right) \quad 4.58$$

Las unidades de la entalpía son las mismas con la de la energía interna.

Entalpía y la ecuación del gas ideal

Con la definición de entalpía y la ecuación de estado de un gas ideal, se tiene

$$\left. \begin{array}{l} PV = RT \\ h = u + Pv \end{array} \right\} h = u + RT \quad 4.59$$

Dado que R es constante y $u = u(T)$, se deduce que la entalpía de un gas ideal es también sólo una función de la temperatura

$$h = h(T),$$

Puesto que para un gas ideal u y h dependen únicamente de la temperatura, los calores específicos C_V y C_P dependen también, a lo sumo, sólo de la temperatura. Por lo tanto, a una temperatura dada, u, h, C_V y C_P de un gas ideal tienen valores fijos sin importar el volumen específico o la presión (Fig. 4.4.6).

$$\begin{array}{l} u = u(T) \\ h = h(T) \\ C_v = C_v(T) \\ C_p = C_p(T) \end{array}$$

Figura 4.4.6

Para gases ideales, u, h, C_v y C_p varían sólo con la temperatura.

Así, para gases ideales, las derivadas parciales de las ecuaciones 4-19 y 4-20 se pueden reemplazar por derivadas ordinarias. Entonces, los cambios diferenciales en la energía interna y la entalpía de un gas ideal se pueden expresar como

$$du = C_V(T) dT \quad 4.60$$

Y

$$dh = C_P(T) dT \quad 4.61$$

El cambio de energía interna o la entalpía para un gas ideal durante un proceso que pasa del estado 1 al 2 se determina integrando estas ecuaciones:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_1^2 C_v(T) dT \quad 4.62$$

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_1^2 C_p(T) dT \quad 4.63$$

Para llevar a cabo estas integraciones se requiere tener relaciones para C_v y C_p como funciones de la temperatura.

A presiones bajas, los gases reales aproximan su comportamiento al de un gas ideal; por lo tanto, sus calores específicos dependen sólo de la temperatura. Los calores específicos de los gases reales a presiones bajas se llaman calores específicos de gas ideal o calores específicos de presión cero, y se denotan como C_{v0} y C_{p0} .

4.4.1 RELACIONES DE CALORES ESPECÍFICOS DE GASES IDEALES

Una relación especial entre C_v y C_p para gases ideales se obtiene al derivar la relación h, u, RT , lo cual produce

$$dh = du + R dT \quad 4.64$$

Si se reemplaza dh por $C_p dT$ y du por $C_v dT$, y se divide la expresión resultante entre dT , se obtiene

$$C_p = C_v + R \quad \left(\frac{kJ}{kg \cdot K} \right) \quad 4.65$$

Ésta es una relación importante para gases ideales porque permite determinar si se conocen C_p y la constante del gas R .

Cuando los calores específicos aparecen en base molar, debe reemplazarse R en la ecuación anterior por la constante universal de los gases R_u (figura 4.4.7)

$$\bar{C}_p = \bar{C}_v + R \quad \left(\frac{kJ}{kg \cdot mol \cdot K} \right) \quad 4.56$$

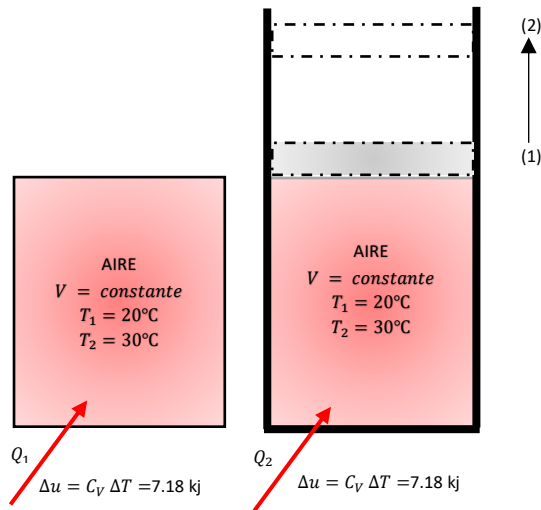


Figura 4.4.7
La relación $\Delta u = C_V \Delta T$ es válida para cualquier clase de proceso, a volumen constante o no

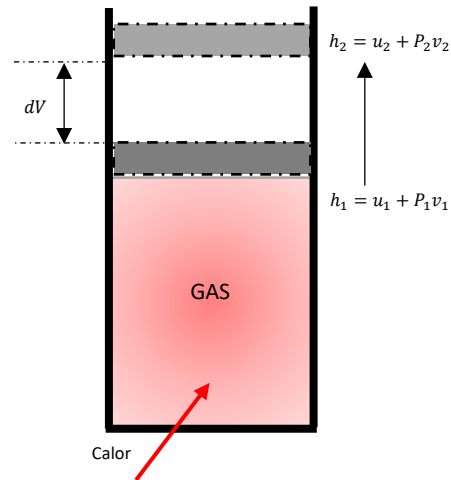


Figura 4.4.8
Entalpia de un sistema cerrado

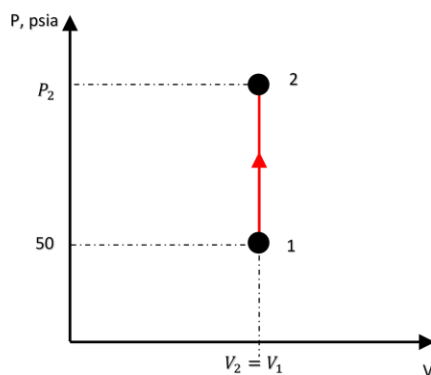
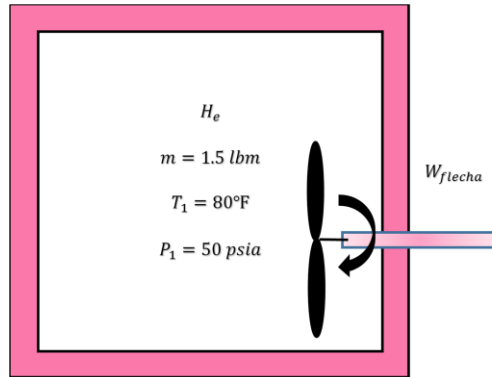
En este punto, se introduce otra propiedad del gas ideal conocida como relación de calores específicos k , definida como

$$K = \frac{C_P}{C_V} \quad 4.57$$

La relación de calores específicos varía también con la temperatura, pero su variación es muy pequeña. Para gases monoatómicos, su valor es en esencia una constante en 1.667. Muchos gases diatómicos, incluso el aire, tienen una relación de calores específicos de alrededor de 1.4 a temperatura ambiente.

EJEMPLO: Calentamiento de un gas en un recipiente por agitación.

Un recipiente rígido aislado contiene al inicio 1.5 lbm de helio a 80°F y 50 psia. Dentro del recipiente hay una rueda de paletas que opera con una potencia nominal de 0.02 hp durante 30 min. Determine a) la temperatura final y b) la presión final del gas helio.



Solución:

Un recipiente aislado contiene gas helio el cual es agitado mediante una rueda de paletas. Se determinarán a) la temperatura final y b) la presión final del gas helio.

Suposiciones:

1. El helio es un gas ideal ya que está a muy alta temperatura en relación con su valor de punto crítico de -451°F.
2. Se pueden usar los calores específicos constantes para el helio.
3. El sistema es estacionario, por lo tanto, los cambios de energía cinética y potencial son cero, $\Delta EC = \Delta EP = 0$ y $\Delta E = \Delta U$.
4. El volumen del recipiente es constante, de modo que no hay trabajo de frontera.
5. El sistema es adiabático y, en consecuencia, no hay transferencia de calor.

Análisis:

Se toma el contenido del recipiente como el sistema mostrada en la figura, el cual es cerrado porque ninguna masa cruza sus fronteras durante el proceso. Se observa que se realiza trabajo de flecha sobre el sistema.

a) La cantidad de trabajo que la rueda de paletas hace sobre el sistema es

$$W_{flecha} = \dot{W}_{flecha} \Delta T = (0.02 \text{ hp})(0.5 \text{ hr}) \left[\frac{2545 \text{ Btu/hr}}{1 \text{ hp}} \right] = 25.45 \text{ Btu}$$

Bajo las suposiciones y observaciones expresadas, el balance de energía en el sistema se puede expresar como

$$E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}} = \Delta E_{\text{sistema}}$$

$$W_{flecha, \text{entrada}} = \Delta U = m(u_2 - u_1) = mC_{v, \text{promedio}}(T_2 - T_1)$$

Como se señaló antes, los calores específicos de gas ideal para gases monoatómicos (el helio es uno de ellos) son constantes. El valor de C_v para el helio se determina de la tabla A-2 como $C_v = 0.753 \text{ Btu/lbm}^\circ\text{F}$. Al sustituir esto y otras cantidades conocidas en la ecuación anterior, se obtiene

$$24.45 \text{ Btu} = (1.5 \text{ lbm}) \left(0.753 \frac{\text{Btu}}{\text{lbm}^\circ\text{F}} \right) (T_2 - 80^\circ\text{F})$$

$$T_2 = 102.5^\circ\text{F}$$

b) La presión final se determina de la relación de gas ideal

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2} \rightarrow \frac{(150 \text{ kPa})(V_1)}{300 \text{ K}} = \frac{(350 \text{ kPa})(2V_1)}{T_2}$$

donde V_1 y V_2 son idénticos y se cancelan; entonces, la presión final se convierte en

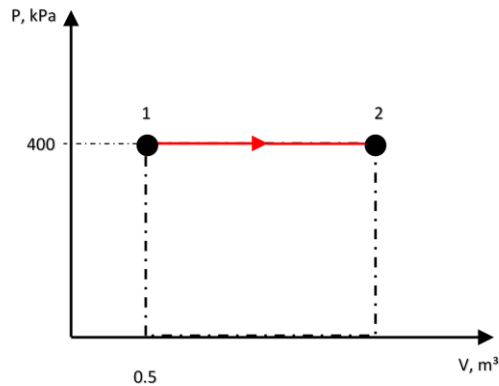
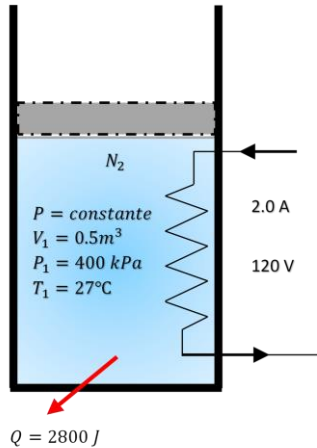
$$\frac{50 \text{ psia}}{(80 + 460)R} = \frac{P_2}{(102.5 + 460)R}$$

$$P_2 = 52.1 \text{ psia}$$

La presión en la relación de gas ideal es siempre la presión absoluta

EJEMPLO: Calentamiento de un gas mediante un calentador de resistencia

Un dispositivo que consta de cilindro-émbolo contiene inicialmente 0.5 m³ de gas nitrógeno a 400 kPa y 27°C. Dentro del dispositivo se enciende un calentador eléctrico con lo cual pasa una corriente de 2.0 A durante 5 minutos desde una fuente de 120 V. El nitrógeno se expande a presión constante y ocurre una pérdida de calor de 2 800 J durante el proceso. Determine la temperatura final del nitrógeno



Solución:

En un dispositivo de cilindro-émbolo se calienta gas nitrógeno mediante un calentador de resistencia eléctrica. La sustancia se expande a presión constante mientras se pierde algo de calor. Se determinará la temperatura final del nitrógeno.

Suposiciones:

1. El nitrógeno es un gas ideal porque está a temperatura alta y presión baja en relación con sus valores de punto crítico de 147°C y 3.39 MPa.
2. El sistema es estacionario y, por lo tanto, los cambios de energía potencial y cinética son cero, $EC = EP = 0$ y $\Delta E = \Delta U$.
3. La presión permanece constante durante el proceso, de modo que $P_2 = P_1$.
4. El nitrógeno tiene calores específicos constantes a temperatura ambiente.

Análisis:

Se considera el contenido del cilindro como el sistema (Fig. 4-31), el cual es cerrado porque ninguna masa cruza sus fronteras durante el proceso. Se observa que comúnmente un dispositivo de cilindro-émbolo se relaciona con una frontera móvil y, por lo tanto, con trabajo de frontera, W_b . También, se pierde calor del sistema y se hace trabajo eléctrico W_e sobre el sistema.

Primero, se determina el trabajo eléctrico realizado sobre el nitrógeno:

$$W_e = VI \Delta t = (120 \text{ V})(2.0 \text{ A})(5 \times 60 \text{ s}) \left[\frac{1 \text{ kJ/s}}{1000 \text{ VA}} \right] = 72 \text{ kJ}$$

La masa del nitrógeno se determina a partir de la relación de gas ideal:

$$m = \frac{P_1 V_1}{RT_1} = \frac{(400 \text{ kPa})(0.5 \text{ m}^3)}{(0.287 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3 / \text{kg} \cdot \text{K})(300 \text{ K})} = 2.245 \text{ kg}$$

Bajo las suposiciones y observaciones consideradas, el balance de energía sobre el sistema se puede expresar como

$$E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}} = \Delta E_{\text{sistema}}$$

$$W_{e,\text{entrada}} - Q_{\text{salida}} - W_{b,\text{entrada}} = \Delta U$$

$$W_{e,\text{entrada}} - Q_{\text{salida}} = \Delta H = m(h_2 - h_1) = mC_p(T_2 - T_1)$$

dado que $\Delta U + W_b \equiv \Delta H$ para un sistema cerrado que experimenta una expansión o compresión en cuasiequilibrio a presión constante. De la tabla A-2a, $C_p = 1.039 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ para el nitrógeno a temperatura ambiente. La única cantidad desconocida en la ecuación anterior es T_2 , y se encuentra como

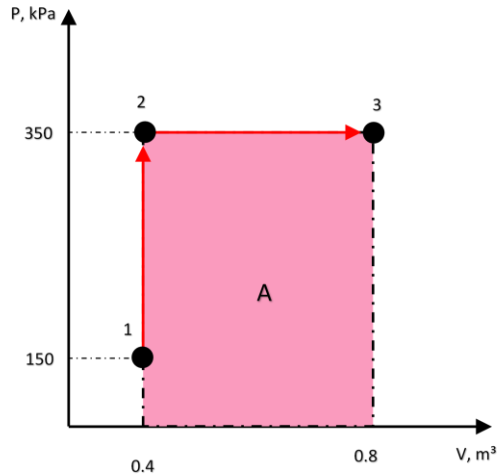
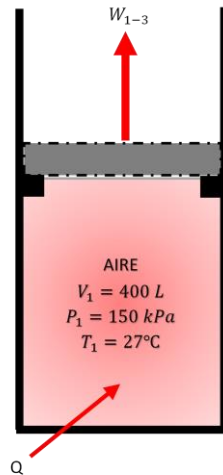
$$72 \text{ kJ} - 2.8 \text{ kJ} = (2.245 \text{ kg}) \left(1.039 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \cdot \text{K} \right) (T_2 - 27^\circ\text{C})$$

$$T_2 = 56.7^\circ\text{C}$$

Este problema se podría resolver también si se determina el trabajo de frontera y el cambio de energía interna en vez del cambio de entalpía.

EJEMPLO: Calentamiento de un gas a presión constante.

Un dispositivo de cilindro-émbolo contiene al inicio aire a 150 kPa y 27°C. En este estado, el émbolo descansa sobre un par de topes, como se ilustra en la figura, y el volumen encerrado es de 400 L. La masa del émbolo es tal que se requiere una presión de 350 kPa para moverlo. Se calienta el aire hasta duplicar su volumen. Determine a) la temperatura final, b) el trabajo que realiza el aire y c) el calor total transferido al aire.



Solución:

En un dispositivo de cilindro-émbolo provisto de dos topes se calienta aire hasta duplicar su volumen. Se determinarán la temperatura final, el trabajo realizado y la transferencia de calor total.

Suposiciones:

1. El aire es un gas ideal porque está a temperatura alta y baja presión en relación con sus valores de punto crítico.
2. El sistema es estacionario; por lo tanto, los cambios de energía cinética y potencial son cero, $EC = EP = 0$ y $\Delta E = \Delta U$.
3. El volumen permanece constante hasta que el émbolo comienza a moverse, después la presión permanece constante durante el proceso.
4. No hay trabajo de flecha, eléctrico o de otro tipo.

Análisis:

Se toma el contenido del cilindro como el sistema (Fig. 4-32), el cual es cerrado puesto que ninguna masa cruza sus fronteras durante el proceso. Se observa que comúnmente un dispositivo de cilindro-émbolo tiene relación con una frontera móvil y, por lo tanto, con trabajo de frontera, W_b . Asimismo, el sistema realiza trabajo de frontera y se transfiere calor al sistema. a) La temperatura final se determina fácilmente por medio de la relación del gas ideal entre los estados 1 y 3 en la siguiente forma

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_3 V_3}{T_3} \rightarrow \frac{(150 \text{ kPa})(V_1)}{300 \text{ K}} = \frac{(350 \text{ kPa})(2V_1)}{T_3}$$

$$T_3 = 1400 \text{ K}$$

b) El trabajo realizado se podría determinar por integración, pero en este caso es mucho más fácil hacerlo a partir del área bajo la curva del proceso, en un diagrama P-V el cual se muestra en la figura 4-32:

$$A = (V_2 - V_1)P_2 = (0.4 \text{ m}^3)(350 \text{ kPa}) = 140 \text{ m}^3 \cdot \text{kPa} \left[\frac{1 \text{ kJ}}{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3} \right]$$

$$W_{1-3} = 140 \text{ kJ}$$

El sistema realiza trabajo (para elevar el émbolo y expulsar el aire atmosférico), por lo tanto, se trata de producción de trabajo.

c) Bajo las suposiciones y observaciones consideradas, el balance de energía en el sistema entre los estados inicial y final (proceso 1-3) se puede expresar como

$$E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}} = \Delta E_{\text{sistema}}$$

$$Q_{\text{entrada}} - W_{b,\text{salida}} = \Delta U = (u_3 - u_1)$$

La masa del sistema se determina a partir de la relación de gas ideal:

$$m = \frac{P_1 V_1}{RT_1} = \frac{(150 \text{ kPa})(0.4 \text{ m}^3)}{(0.287 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3 / \text{kg} \cdot \text{K})(300 \text{ K})} = 0.697 \text{ kg}$$

Las energías internas se determinan de la tabla del aire (Tabla A-17) como

$$u_1 = u_{@300\text{K}} = 214.07 \text{ kJ/kg}$$

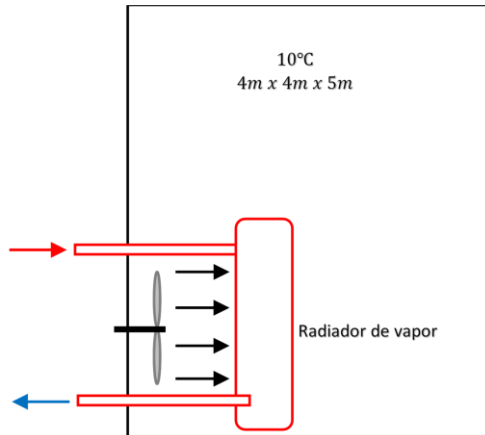
$$u_3 = u_{@1400\text{K}} = 1113.52 \text{ kJ/kg}$$

$$Q_{\text{entrada}} - 140 \text{ kJ} = (0.697 \text{ kg}) \left(1113.52 \text{ kJ/kg} - 214.07 \text{ kJ/kg} \right)$$

$$Q_{\text{entrada}} = 767 \text{ kJ}$$

El signo positivo asegura que se transfiere calor al sistema

Ejemplo: Un cuarto bien aislado de $4 \times 4 \times 5$ m que inicialmente está a 10°C se calienta a través del radiador de un sistema de calefacción que funciona con vapor. El radiador tiene un volumen de 15 L y se llena con vapor sobrecalentado a 200 kPa y 200°C ; además, sus dos válvulas están cerradas (la de entrada y la de salida). Se usa un ventilador de 120 W para distribuir el aire en la habitación y se observa que la presión del vapor disminuye hasta 100 kPa después de 30 minutos como resultado de la transferencia de calor hacia la habitación. Suponiendo calores específicos constantes para el aire a temperatura ambiente, determine la temperatura promedio del aire después de 30 minutos. Suponga que la presión del aire en la habitación permanece constante en 100 kPa.



Una habitación bien aislada es calentada por un radiador de vapor, y el aire caliente es distribuido por un ventilador. Se desea determinar la temperatura promedio en la habitación después de 30 minutos.

Usándolas tablas (A-4) y (A-6), encontramos las propiedades termodinámicas del vapor

$$\left. \begin{array}{l} P_1 = 200 \text{ kPa} \\ P_2 = 100 \text{ kPa} \end{array} \right\} \begin{array}{l} v_1 = 1.08049 \text{ m}^3/\text{kg} \\ v_f = 0.001043 \text{ m}^3/\text{kg} \end{array}$$

$$x = \frac{v_2 - v_f}{v_{fg}} = \frac{1.08049 - 0.001043}{1.6941 - 0.001043} = 0.6376$$

$$u_2 = \frac{V_1}{v_1} = \frac{0.015 \text{ m}^3}{1.08049 \text{ m}^3/\text{kg}} = 0.0139 \text{ kg}$$

Sustituyendo en

$$Q_{\text{salida}} = (0.0139 \text{ kg})(2654.6 - 1748.7) \text{ kJ/kg}$$

El volumen de la masa de aire en el cuarto es $V = 4 \times 4 \times 5 = 80 \text{ m}^3$ y

$$m = \frac{P_1 V_1}{RT_1} = \frac{(100 \text{ kPa})(80 \text{ m}^3)}{(0.2870 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3/\text{kg} \cdot \text{K})(283 \text{ K})} = 98.5 \text{ kg}$$

El trabajo realizado por el ventilador por 30 min.

$$W_{\text{vent,entrada}} = \dot{W}_{\text{vent,salida}} \Delta t = (0.120 \text{ kJ/s})(30 \times 60 \text{ s}) = 216 \text{ kJ}$$

Se toma el balance de energía dentro del cuarto

$$E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}} = \Delta E_{\text{sistema}}$$

$$Q_{\text{salida}} + W_{\text{vent,entrada}} - W_{b,\text{salida}} = \Delta U$$

$$0 + W - W_{b,\text{salida}} = \Delta U \approx m c_v (T_2 - T_1)$$

4.5 ECUACION DE LA ENTROPIA

La segunda ley de la termodinámica conduce frecuentemente a expresiones que involucran desigualdades. Por ejemplo, una máquina térmica irreversible (es decir, real), es menos eficaz que otra reversible que opera entre los mismos dos depósitos de energía térmica. Igualmente, un refrigerador irreversible o una bomba de calor tienen un coeficiente de funcionamiento (COP) más que otro reversible que funciona entre los mismos límites de temperatura. Otra desigualdad importante que tiene mayores consecuencias en la termodinámica es la desigualdad de Clausius, establecida por primera vez por el físico alemán R. J. E. Clausius (1822-1888), uno de los fundadores de la termodinámica. Es este concepto se expresa como

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad 4.57$$

Es decir, la integral cíclica de $\delta Q/T$ siempre es menor o igual a cero. Esta desigualdad es válida durante todos los ciclos, tanto reversibles como irreversibles. El símbolo (símbolo de integral con un círculo en medio) se usa para indicar que la integración será realizada durante el ciclo entero. Cualquier transferencia de calor hacia o desde un sistema consiste en cantidades diferenciales de transferencia de calor. Entonces la integral cíclica de $\delta Q/T$ puede considerarse como la suma de todas estas cantidades diferenciales de transferencia de calor dividida por la temperatura en la frontera. Para demostrar la validez de la desigualdad de Clausius, considere un sistema conectado a un depósito de energía térmica con una temperatura termodinámica constante (es decir, absoluta) T_R a través de un dispositivo cíclico reversible (figura 4.5.1).

El dispositivo cíclico recibe calor δQ_R del depósito y su ministra calor Q_R al sistema cuya temperatura en esa parte de la frontera es T (una variable) mientras produce trabajo δW_{rev} . El sistema produce trabajo δW_{sist} como resultado de esta transferencia de calor. Si se aplica el balance de energía a los sistemas combinados identificados por las líneas del tablero, se obtiene

$$\delta W_C = \delta Q_R - dE_C \quad 4.58$$

donde δW_C es el trabajo total del sistema combinado ($\delta W_{rev} + \delta W_{sist}$) y dE_C es el cambio en la energía total del sistema combinado. Considerando que el dispositivo cíclico es reversible, tenemos

$$\frac{\delta Q_R}{T_R} = \frac{\delta Q}{T} \quad 4.59$$

donde el signo de δQ es determinado respecto al sistema (positivo si es hacia el sistema y negativo si es desde el sistema), y el signo de δQ_R es determinado respecto al dispositivo cíclico reversible. Al eliminar δQ_R de las dos relaciones anteriores se obtiene

$$\delta Q_C = T_R \frac{\delta Q}{T} - dE_C \quad 4.60$$

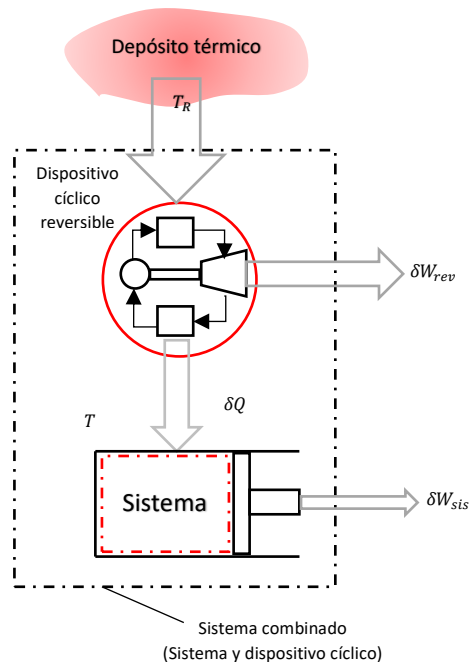


Figura 4.5.1
El sistema considerado en el desarrollo de la desigualdad de Clausius.

Ahora, si el sistema experimenta un ciclo mientras el dispositivo cíclico experimenta un número entero de ciclos, entonces la relación precedente se vuelve

$$W_C = T_R \oint \frac{\delta Q}{T} \quad 4.61$$

puesto que la integral cíclica de energía (el cambio neto en la energía el cual es una propiedad durante un ciclo) es cero. Aquí W_c es la integral cíclica de δW_c , y representa el trabajo neto durante el ciclo combinado

Al parecer, el sistema combinado intercambia calor solamente con un depósito de energía térmica mientras involucra (produciendo o consumiendo) trabajo W_c durante un ciclo. Con base en el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley, la cual establece que ningún sistema puede producir una cantidad neta de trabajo mientras opera en un ciclo e intercambia calor con un solo depósito de energía térmica, se concluye que W_c no puede ser un trabajo de salida y por lo tanto no puede ser una cantidad positiva. Considerando que T_R es la temperatura termodinámica y en consecuencia una cantidad positiva, se tiene

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad 4.62$$

que es la desigualdad de Clausius, la cual es válida para todos los ciclos termodinámicos, reversibles, irreversibles, e incluso los de refrigeración. Si ninguna irreversibilidad ocurre tanto dentro del sistema como en el dispositivo cíclico reversible, entonces el ciclo experimentado por el sistema combinado es internamente reversible y como tal, puede invertirse. Para un ciclo invertido, todas las cantidades tienen la misma magnitud, pero signo opuesto, por consiguiente, en un caso común el trabajo W_c , que podría no ser una cantidad positiva en el caso ordinario, no puede ser una cantidad negativa en el caso inverso. Entonces, $W_{c,int rev} = 0$ puesto que no puede ser una cantidad positiva o negativa, así

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{int rev} = 0 \quad 4.63$$

para ciclos internamente reversibles. De ahí se concluye que la igualdad en la desigualdad de Clausius se cumple para ciclos reversibles total o sólo internamente reversibles, mientras que la desigualdad se mantiene para los irreversibles. Con la finalidad de desarrollar una relación para la definición de entropía, examinemos más profundamente la ecuación 4.63, en la cual se tiene una cantidad cuya integral cíclica es cero. Pensemos por un momento qué tipo de cantidades pueden tener esta característica; se sabe que la integral cíclica de trabajo no es cero. (Es bueno que así sea, ya que, de otro modo, las máquinas térmicas que trabajan en un ciclo, como las centrales generadoras a vapor producirían trabajo neto igual a cero.) Tampoco lo es la integral cíclica de calor. Considere el volumen ocupado por

un gas en un dispositivo de cilindro émbolo que experimenta un ciclo, como se muestra en la figura 4.5.2.

Cuando el émbolo vuelve a su posición inicial al final del ciclo, el volumen del gas también vuelve a su valor inicial, de manera que el cambio neto en el volumen durante un ciclo es cero, lo cual se expresa como

$$\oint dV = 0 \quad 4.64$$

Es decir, la integral cíclica de volumen (o de cualquier otra propiedad) es cero. Asimismo, una cantidad cuya integral cíclica es cero depende sólo del estado y no de la trayectoria del proceso, por lo tanto, es una propiedad.

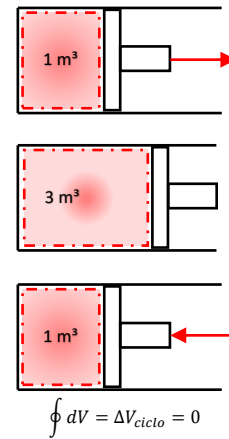


Figura 4.5.2
El cambio neto en el volumen (una propiedad) durante un ciclo siempre es cero

En consecuencia, la cantidad $\left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{int rev}$ debe representar una propiedad en la forma diferencial. Clausius comprendió en 1865 que él había descubierto una nueva propiedad termodinámica y decidió nombrarla entropía, la cual está designada por S y definida como

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{int rev} \quad \left(\frac{kJ}{K}\right) \quad 4.65$$

La entropía es una propiedad extensiva de un sistema y a veces es llamada entropía total, mientras que la entropía por unidad de masas es una propiedad intensiva y tiene la unidad $kJ/kg \cdot K$. Generalmente, el término entropía es usado para referirse a ambas: a la total y a la de por unidad de masa, ya que el contexto normalmente esclarece de cuál se trata. El cambio de entropía de un sistema durante un proceso puede determinarse integrando la ecuación 4.65 entre los estados inicial y final:

$$\Delta S = S_1 - S_2 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{int rev} \quad \left(\frac{kJ}{K}\right) \quad 4.66$$

Note que realmente se ha definido el cambio en la entropía en lugar de la entropía misma, así como se ha definido el cambio en la energía en lugar de la propia energía cuando se analizó la relación de la primera ley. Los valores absolutos de entropía son determinados con base en la tercera ley de la termodinámica expuesta posteriormente en este capítulo. Los ingenieros están normalmente interesados en los cambios en la entropía, por consiguiente, a la entropía de una sustancia se le puede asignar un valor cero en algunos

estados de referencia arbitrariamente seleccionados, mientras que el valor de entropía para otros estados puede determinarse de la ecuación 4.66 si se elige el estado 1 como el de referencia ($S = 0$) y el 2 como en el que la entropía será determinada.

Para realizar la integración en la ecuación 4.66, es necesario conocer la relación entre Q y T durante un proceso; relación que a menudo no está disponible, además de que la integral en la ecuación 4.66 sólo puede aplicarse para algunos casos. La mayoría de las ocasiones debemos confiar en los datos tabulados para la entropía.

Observe que la entropía es una propiedad y, al igual que las otras propiedades, tiene valores fijos en estados fijos. Por consiguiente, el cambio de entropía ΔS entre dos estados especificados es el mismo sin importar qué trayectoria, reversible o irreversible, se sigue durante un proceso (figura 4.5.3). También es importante observar que la integral $\delta Q/T$ da el valor de cambio de entropía sólo si la integración se efectúa a lo largo de una trayectoria internamente reversible entre los dos estados. La integral de $\delta Q/T$ a lo largo de una trayectoria irreversible no es una propiedad y, generalmente, se obtendrán valores diferentes cuando la integración se cumple a lo largo de diferentes trayectorias irreversibles. Por lo tanto, incluso para los procesos irreversibles, el cambio de entropía debe determinarse cumpliendo esta integración a lo largo de alguna trayectoria internamente reversible convencional e imaginaria entre los estados especificados.

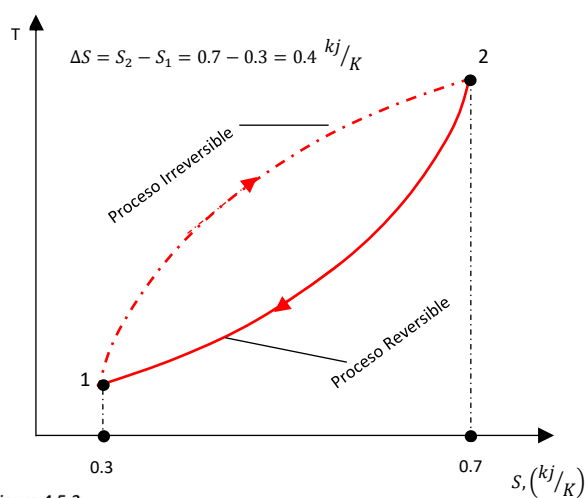
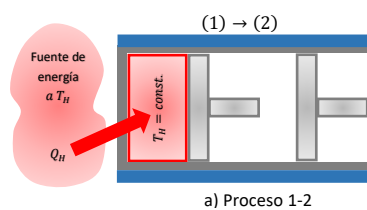


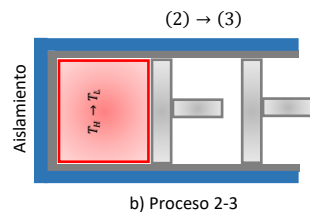
Figura 4.5.3
El cambio de entropía entre dos estados específicos es el mismo si el proceso es

4.6 EL CICLO DE CARNOT

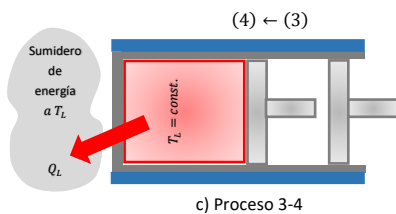
Es probable que el ciclo reversible más conocido sea el ciclo de Carnot, propuesto en 1824 por el ingeniero francés Sadi Carnot. La máquina térmica teórica que opera en el ciclo de Carnot se llama máquina térmica de Carnot, cuyo ciclo se compone de cuatro procesos reversibles, dos isotérmicos y dos adiabáticos, y que es posible llevar a cabo en un sistema cerrado o de flujo estable. Considere un sistema cerrado conformado por un gas contenido en un dispositivo de cilindro-émbolo adiabático, como se ilustra en la figura 6-37. El aislamiento de la cabeza del cilindro es tal que puede ser eliminado para poner al cilindro en contacto con depósitos que proporcionan transferencia de calor. Los cuatro procesos reversibles que conforman el ciclo de Carnot son los siguientes:



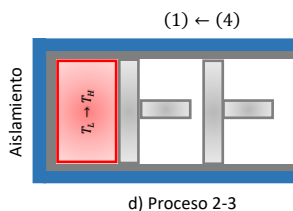
Expansión isotérmica reversible (proceso 1-2, $T_H = \text{constante}$). Inicialmente (estado 1), la temperatura del gas es T_H y la cabeza del cilindro está en contacto estrecho con una fuente a temperatura T_H . Se permite que el gas se expanda lentamente y que realice trabajo sobre los alrededores. Cuando el gas se expande su temperatura tiende a disminuir, pero tan pronto como disminuye la temperatura en una cantidad infinitesimal dT , cierta cantidad de calor se transfiere del depósito hacia el gas, de modo que la temperatura de éste se eleva a T_H . Así, la temperatura del gas se mantiene constante en T_H . Como la diferencia de temperatura entre el gas y el depósito nunca excede una cantidad diferencial dT , éste es un proceso reversible de transferencia de calor. El proceso continúa hasta que el émbolo alcanza la posición 2. La cantidad de calor total transferido al gas durante este proceso es Q_H .



Expansión adiabática reversible (proceso 2-3, la temperatura disminuye de T_H a T_L). En el estado 2, el depósito que estuvo en contacto con la cabeza del cilindro se elimina y se reemplaza por aislamiento para que el sistema se vuelva adiabático. El gas continúa expandiéndose lentamente y realiza trabajo sobre los alrededores hasta que su temperatura disminuye de T_H a T_L (estado 3). Se supone que el émbolo no experimenta fricción y el proceso está en cuasiequilibrio, de modo que el proceso es irreversible, así como adiabático.



Compresión isotérmica reversible (procesos 3-4, T_L constante). En el estado 3, se retira el aislamiento de la cabeza del cilindro y se pone a éste en contacto con un sumidero a temperatura T_L . Después una fuerza externa empuja al cilindro hacia el interior, de modo que se realiza trabajo sobre el gas. A medida que el gas se comprime su temperatura tiende a incrementarse, pero tan pronto como aumenta una cantidad infinitesimal dT , el calor se transfiere desde el gas hacia el sumidero, lo que causa que la temperatura del gas descienda a T_L . Así, la temperatura del gas permanece constante en T_L . Como la diferencia de temperatura entre el gas y el sumidero nunca excede una cantidad diferencial T_L , éste es un proceso de transferencia de calor reversible, el cual continúa hasta que el émbolo alcanza el estado 4. La cantidad de calor rechazado del gas durante



Compresión adiabática reversible (proceso 4-1, la temperatura sube de T_L a T_H). El estado 4 es tal que cuando se elimina el depósito de baja temperatura, el aislamiento se coloca de nuevo en la cabeza del cilindro y el gas se comprime de manera reversible hasta volver a su estado inicial (estado 1). La temperatura sube de T_L a T_H durante este proceso de compresión adiabático reversible, que completa el ciclo.

Figura 4.6.1
Ciclo de Carnot

El diagrama $P - V$ de este ciclo se muestra en la figura 4.62. En un diagrama de este tipo el área bajo la curva del proceso representa el trabajo de frontera para procesos en cuasiequilibrio (internamente reversible); se observa entonces que para este caso el área bajo la curva 1-2-3 es el trabajo que realiza el gas durante la parte de expansión del ciclo, y el área bajo la curva 3 4-1 es el trabajo realizado sobre el gas durante la parte de compresión del ciclo. El área que encierra la trayectoria del ciclo (área 1-2-3-4-1) es la diferencia entre estas dos y representa el trabajo neto hecho durante el ciclo.

Observe que, si se actúa de manera poco generosa y se comprime el gas de forma adiabática en el estado 3 en lugar de hacerlo de modo isotérmico en un esfuerzo por ahorrar Q_L , se terminaría de nuevo en el estado 2, de manera que se vuelve a trazar la trayectoria de proceso 3-2. De este modo se ahorraría Q_L pero no se podría obtener ninguna salida de trabajo neto de esta máquina. Esto ilustra una vez más la necesidad de que una máquina térmica intercambie calor con al menos dos depósitos a diferentes temperaturas para operar en un ciclo y producir una cantidad neta de trabajo. El ciclo de Carnot también se puede aplicar en un sistema de flujo estable. En capítulos posteriores se analiza esta posibilidad junto con otros ciclos de potencia. Por ser un ciclo reversible, el de Carnot es el más eficiente que opera entre dos límites de temperatura especificados. Aun cuando el ciclo de Carnot no se puede lograr en la realidad, la eficiencia de los ciclos reales se mejora al intentar aproximarse lo más posible al de Carnot.

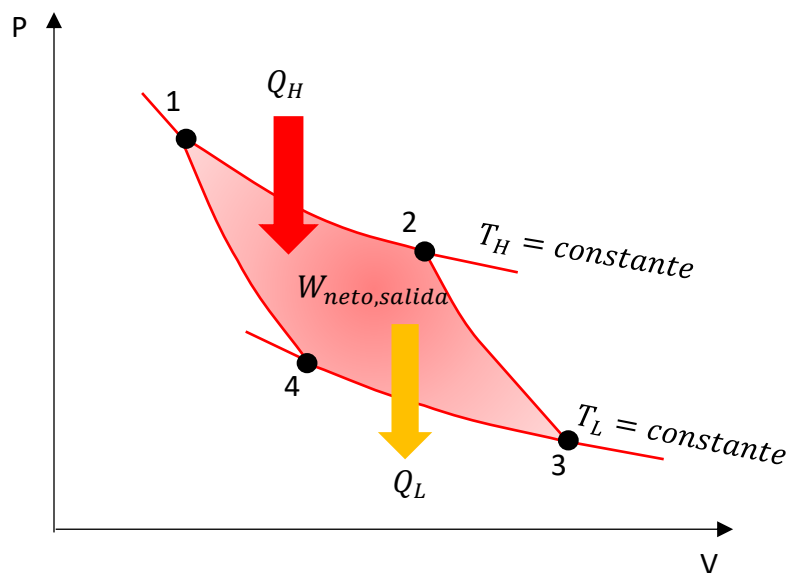


Figura 4.6.2
Diagrama $P-V$ de un ciclo de Carnot.

4.6.1 CICLO DE CARNOT INVERSO

El ciclo de la máquina térmica de Carnot recién descrito es totalmente reversible, por lo tanto, todos los procesos que abarca se pueden invertir, en cuyo caso se convierte en el ciclo de refrigeración de Carnot. Esta vez, el ciclo es exactamente el mismo excepto que las direcciones de las interacciones de calor y trabajo están invertidas: el calor en la cantidad Q_L se absorbe de un depósito a baja temperatura, el calor en la cantidad Q_H se rechaza hacia un depósito a alta temperatura, y se requiere una cantidad de trabajo $W_{neto,entrada}$ para completar todo esto. El diagrama $P - V$ del ciclo de Carnot invertido es el mismo que corresponde al ciclo de Carnot, excepto que se invierten las direcciones de los procesos, como se muestra en la figura 4.6.3.

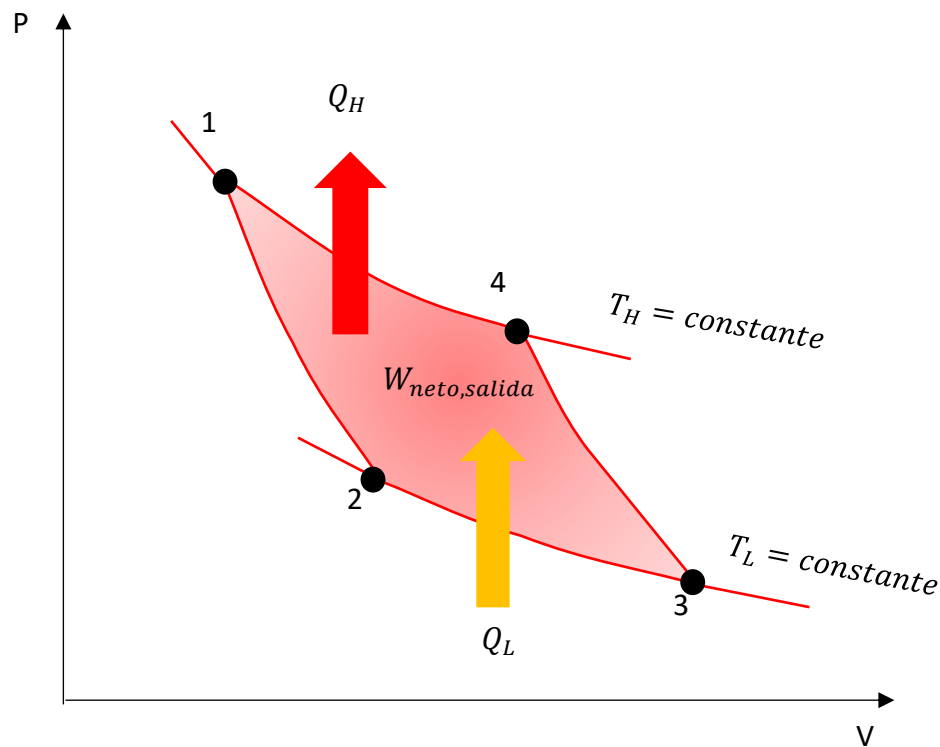


Figura 4.6.3
Diagrama P - V de un ciclo inverso de Carnot

4.6.2 PRINCIPIOS DE CARNOT

La segunda ley de la termodinámica restringe la operación de dispositivos cíclicos según se expresa mediante los enunciados de Kelvin-Planck y Clausius. Una máquina térmica no

puede operar intercambiando calor con un solo depósito, y un refrigerador no puede funcionar sin una entrada neta de energía de una fuente externa.

Se pueden obtener valiosas conclusiones a partir de estos enunciados; dos de éstas son sobre la eficiencia térmica de máquinas de reversibles e irreversibles (es decir, reales) y se conocen como principios de Carnot (Figura 4.6.4), los cuales se expresan como:

1. La eficiencia de una máquina térmica irreversible es siempre menor que la eficiencia de una máquina reversible que opera entre los mismos dos depósitos.
2. Las eficiencias de las máquinas térmicas reversibles que operan entre los mismos dos depósitos son las mismas.

Estos dos enunciados se pueden comprobar mediante la demostración de que la violación de cualquiera de éstos da como resultado la violación de la segunda ley de la termodinámica.

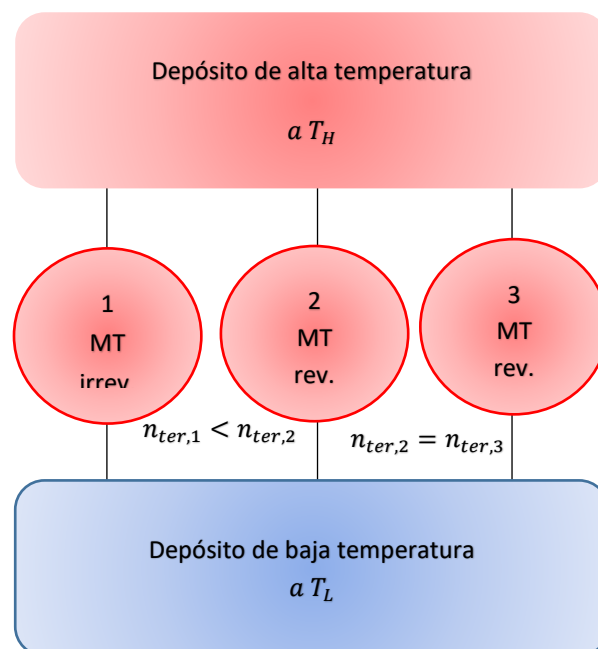
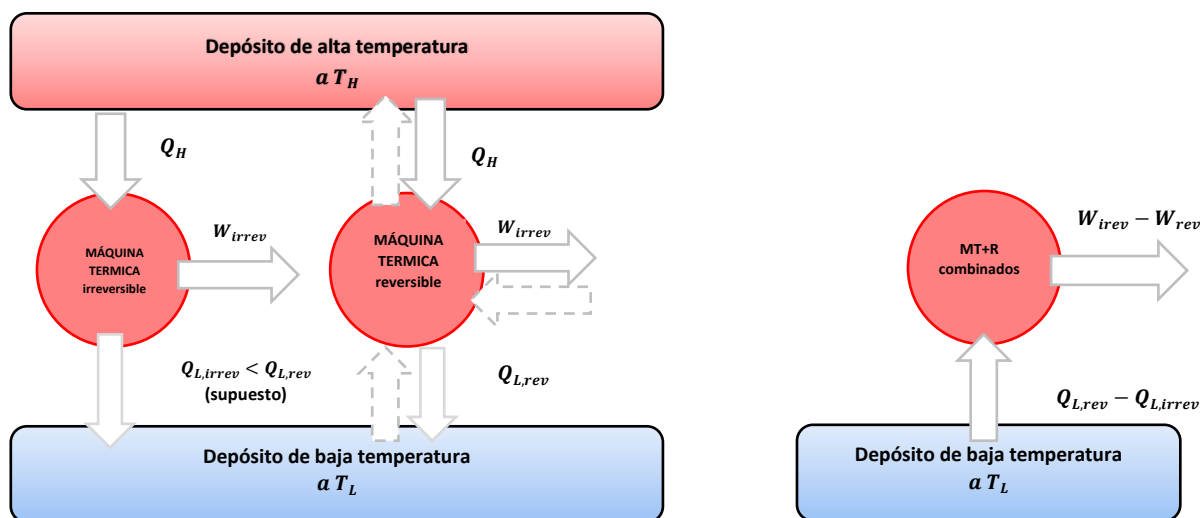


Figura 4.6.4
Máquinas térmicas reversible e irreversibles

Para comprobar el primer enunciado, considere dos máquinas térmicas que operan entre los mismos depósitos, como se ilustra en la figura 4.6.5; una es reversible y la otra irreversible. Después a cada máquina se le suministra la misma cantidad de calor Q_H . La cantidad de trabajo producida por la máquina térmica reversible es W_{rev} , y la que produce la irreversible es W_{irrev} .

Violando el primer principio de Carnot, se supone que la máquina térmica irreversible es más eficiente que la reversible (es decir, $\eta_{ter,irrev} > \eta_{ter,rev}$) por lo tanto entrega más trabajo que la reversible. Ahora se invierte la máquina térmica reversible y opera como refrigerador, el cual recibirá una entrada de trabajo de W_{rev} y rechazará calor hacia el depósito de alta temperatura. Como el refrigerador está rechazando calor en la cantidad de Q_h hacia el depósito de temperatura alta y la máquina térmica irreversible está recibiendo la misma cantidad de calor desde este depósito, el intercambio de calor neto para este depósito es cero. Así, éste se podría eliminar si la descarga Q_H del refrigerador va directamente a la máquina térmica irreversible.



(a) Una máquina térmica reversible y otra irreversible entre los mismos dos depósitos (la máquina térmica reversible se invierte para que funcione como refrigerador)

(b) Sistema combinado equivalente

Figura 4.6.5
Comprobación del primer principio de Carnot.

4.6.3 ESCALA TERMODINÁMICA DE TEMPERATURA

Una escala de temperatura que es independiente de las propiedades de las sustancias utilizadas para medir la temperatura se denomina escala termodinámica de temperatura, la cual ofrece grandes ventajas en los cálculos termodinámicos, y su derivación se da a continuación por medio de algunas máquinas térmicas reversibles. El segundo principio de Carnot, analizado en la sección 6-8, establece que todas las máquinas térmicas reversibles tienen la misma eficiencia térmica cuando operan entre los mismos dos depósitos (Figura 4.6.6).

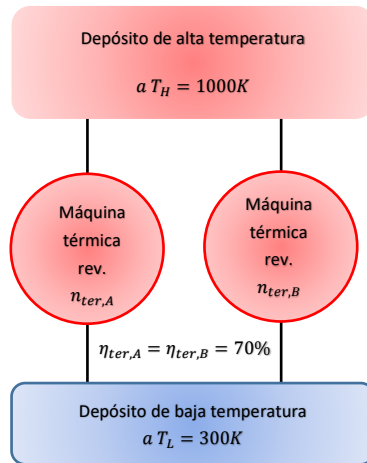


Figura 4.6.6
 Las máquinas térmicas reversibles que operan entre los mismos dos depósitos tienen la misma eficiencia (segundo principio de Carnot).

Es decir, la eficiencia de una máquina reversible es independiente del fluido de trabajo utilizado y las propiedades de éste, así como del modo de ejecutar el ciclo o el tipo de máquina reversible usada. Como los depósitos de energía se caracterizan por sus temperaturas, la eficiencia térmica de las máquinas térmicas reversibles está en función únicamente de las temperaturas del depósito; es decir

$$\eta_{ter,rev} = g(T_H, T_L) \quad 4.67$$

O bien

$$\frac{Q_H}{Q_L} = f(T_H, T_L) \quad 4.68$$

ya que $\eta_{ter} = 1 - Q_L/Q_H$. En estas relaciones, T_H y T_L son las temperaturas de los depósitos de alta y baja temperatura, respectivamente. La forma funcional de $f(T_H, T_L)$ se puede desarrollar con la ayuda de las tres máquinas térmicas reversibles mostradas en la figura 4.6.7. Las máquinas A y C reciben la misma cantidad de calor Q_1 del depósito de alta temperatura a T_1 , la C rechaza Q_3 hacia el depósito de baja temperatura a T_3 , la B recibe el calor Q_2 rechazado por la máquina A a la temperatura T_2 y rechaza calor en la cantidad de Q_3 hacia el depósito a T_3 .

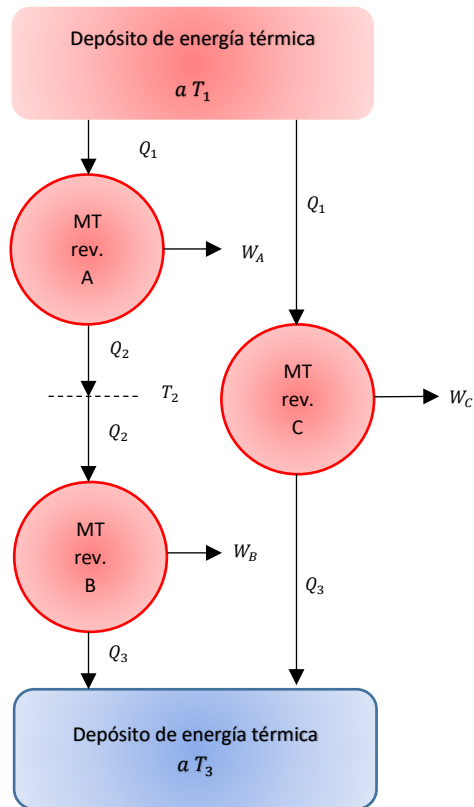


Figura 4.6.7
Configuración de máquinas térmicas utilizada para desarrollar la escala termodinámica de temperatura.

Las cantidades de calor que rechazan las máquinas B y C deben ser las mismas porque las máquinas A y B se pueden combinar en otra reversible que opera entre los mismos depósitos en que lo hace la máquina C, por lo tanto, la máquina combinada tendrá la misma eficiencia de la máquina C. Como la entrada de calor a la máquina C es la misma que la entrada de calor a las combinadas A y B, ambos sistemas deben rechazar la misma cantidad de calor.

Al aplicar la ecuación 6-13 a las tres máquinas por separado, se obtiene

$$\frac{Q_1}{Q_2} = f(T_1, T_2), \frac{Q_1}{Q_3} = f(T_2, T_3) \quad y \quad \frac{Q_1}{Q_2} = f(T_1, T_3)$$

Por identidad

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \frac{Q_1}{Q_2} \frac{Q_2}{Q_3} \quad 4.69$$

Lo que corresponde

$$f(T_1, T_3) = f(T_1, T_2) \cdot f(T_2, T_3)$$

el lado izquierdo es una función de T_1 y T_3 y, por lo tanto, el derecho debe solamente ser también una función de T_1 y T_3 , y no de T_2 . Es decir, el valor del producto en el lado derecho de la ecuación depende del valor de T_2 . Esta condición se satisfará sólo si la función f tiene la forma:

$$f = (T_1, T_2) = \frac{\Phi(T_1)}{\Phi(T_2)} \quad y \quad f = (T_2, T_3) = \frac{\Phi(T_2)}{\Phi(T_3)}$$

de modo que $\Phi(T_2)$ se cancelará del producto de, $f = (T_1, T_2)$ y $f = (T_2, T_3)$ = lo que produce

$$\frac{Q_1}{Q_3} = f(T_1, T_3) = \frac{\Phi(T_1)}{\Phi(T_3)} \quad 4.70$$

Esta relación es mucho más específica que la ecuación 4.70 para la forma funcional de Q_1/Q_3 en términos de T_1 y T_3 . Para una máquina térmica reversible que opera entre dos depósitos a temperaturas T_H y T_L , la ecuación 4.70 se puede escribir como

$$\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{\Phi(T_H)}{\Phi(T_L)} \quad 4.71$$

Éste es el único requerimiento que impone la segunda ley a la relación de las transferencias de calor hacia y desde máquinas térmicas reversibles. Varias funciones $\Phi(T)$ satisfacen esta ecuación, por lo que la elección es completamente arbitraria. Lord Kelvin propuso primero tomar $\Phi(T) = T$ para definir una escala de temperatura termodinámica como (Figura 4.6.8)

$$\left(\frac{Q_H}{Q_L}\right)_{rev} = \frac{T_H}{T_L} \quad 4.72$$

Esta escala de temperatura se llama escala Kelvin y las temperaturas listadas ahí se denominan temperaturas absolutas. En la escala Kelvin, las relaciones de temperatura dependen de las relaciones de transferencia de calor entre una máquina térmica reversible y los depósitos, y son independientes de las propiedades físicas de cualquier sustancia. En esta escala las temperaturas varían entre cero e infinito. La escala termodinámica de temperatura no se define por completo mediante la ecuación 4.72, ya que sólo da una relación de temperaturas absolutas. También se necesita saber la magnitud de un kelvin. En la Conferencia Internacional sobre pesos y medidas celebrada en 1954 se asignó al punto triple del agua (el estado en el que existen en equilibrio las tres fases del agua) el

valor de 273.16 K (Figura 4.6.9). La magnitud de un kelvin se definió como $1/273.16$ del intervalo de temperatura entre el cero absoluto y la temperatura del punto triple del agua. Las magnitudes de las unidades de temperatura en las escalas Kelvin y Celsius son idénticas ($1\text{ K} \equiv 1^\circ\text{C}$). Las temperaturas en estas dos escalas difieren por una constante 273.15:

$$T(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) + 273.15 \quad 4.73$$

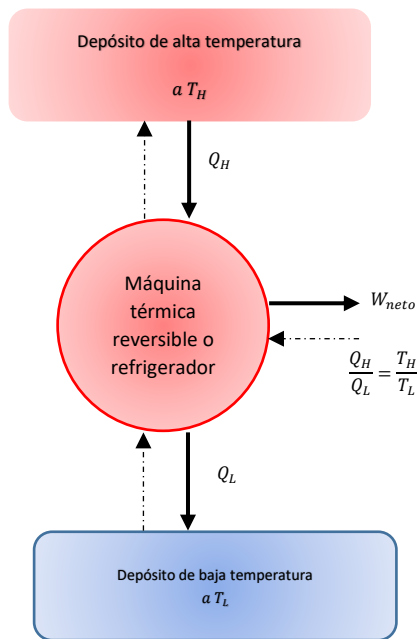


Figura 4.6.8

Para ciclos reversibles, la relación de transferencia de calor Q_H/Q_L se puede reemplazar por la relación de temperatura absoluta T_H/T_L .

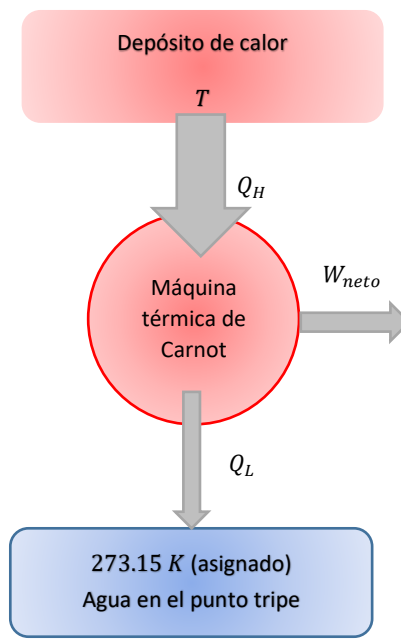


Figura 4.6.9

Planteamiento experimental y conceptual para determinar las temperaturas termodinámicas en la escala Kelvin con la medición de las transferencias de calor Q_H/Q_L .

Aun cuando la escala termodinámica de temperatura se define con la ayuda de las máquinas térmicas reversibles, no es posible ni práctico operar en realidad tal máquina para determinar valores numéricos sobre la escala de temperatura absoluta. Las temperaturas absolutas se pueden medir de modo exacto por otros medios, como el termómetro de gas ideal de volumen constante junto con extrapolaciones técnicas. La validez de la ecuación 4.73 se puede demostrar a partir de consideraciones físicas para un ciclo reversible mediante un gas ideal como fluido de trabajo.

4.6.4 LA MÁQUINA TÉRMICA DE CARNOT

La hipotética máquina térmica que opera en el ciclo reversible de Carnot se llama máquina térmica de Carnot. La eficiencia térmica de cualquier máquina térmica, reversible o irreversible, se determina mediante la ecuación 6-6 como

$$\eta_{ter} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \quad 4.74$$

donde Q_H es el calor transferido hacia la máquina térmica desde un depósito a temperatura alta a T_H , y Q_L es el calor rechazado hacia un depósito de temperatura baja a T_L . Para máquinas térmicas reversibles, la relación de transferencia de calor en la relación anterior se puede remplazar por la de temperaturas absolutas de los dos depósitos, según la expresión de la ecuación 6-16. Entonces la eficiencia de una máquina de Carnot, o de cualquier máquina térmica reversible, se convierte en

$$\eta_{ter,rev} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad 4.75$$

Esta relación se denomina eficiencia de Carnot porque la de calor de Carnot es la máquina reversible mejor conocida. Ésta es la eficiencia máxima que puede tener una máquina térmica que opera entre los dos depósitos de energía térmica a temperaturas T_L y T_H (Figura 4.6.10).

Todas las máquinas térmicas irreversibles (es decir, reales) que operan entre estos límites de temperatura (T_L y T_H) tienen eficiencias menores. Una máquina térmica real no puede alcanzar esta máxima eficiencia teórica porque es imposible eliminar por completo las irreversibilidades relacionadas con el ciclo real. Observe que T_L y T_H en la ecuación 6-18 son temperaturas absolutas. Si se utiliza °C o °F para las temperaturas en esta relación se obtienen resultados con mucho error.

Las eficiencias térmicas de las máquinas térmicas reales y reversibles que operan entre los mismos límites de temperatura se comparan (Figura 4.6.11):

$$\eta_{ter} \begin{cases} < \eta_{ter,rev} & \text{máquina térmica irreversible} \\ = \eta_{ter,rev} & \text{máquina térmica reversible} \\ > \eta_{ter,rev} & \text{máquina térmica imposible} \end{cases}$$

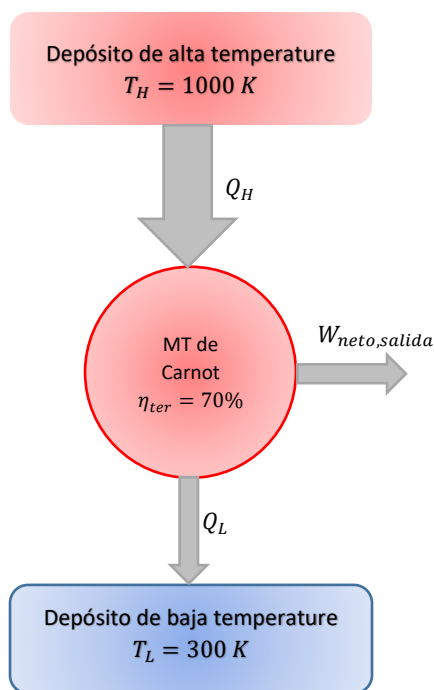


Figura 4.6.10

La máquina térmica de Carnot es la más eficiente de todas las máquinas térmicas que operan entre los mismos depósitos a temperaturas alta y baja.

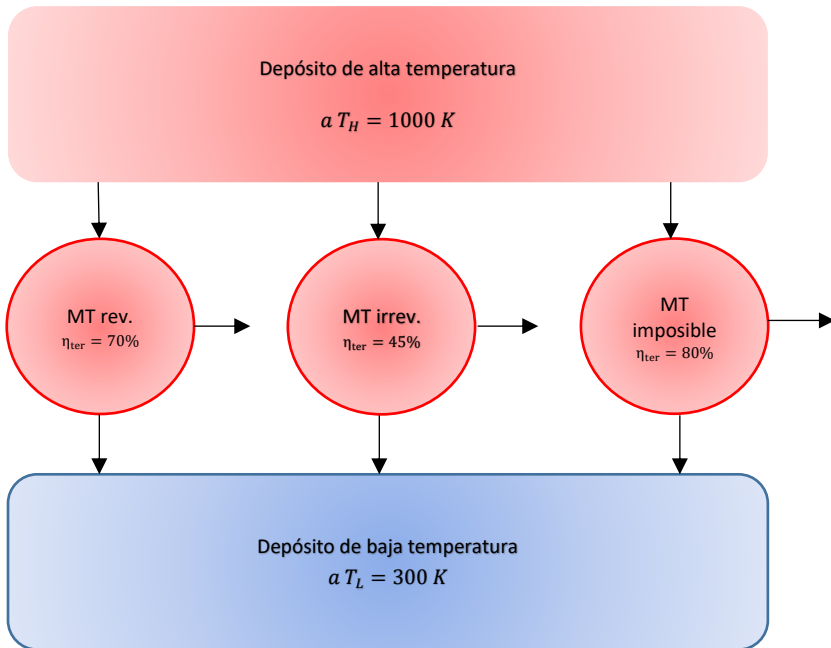


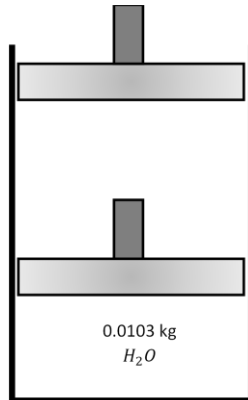
Figura 4.6.11

Ninguna máquina térmica puede tener una eficiencia mayor que una máquina térmica reversible operando entre los mismos depósitos a temperaturas alta y baja.

La mayor parte de los dispositivos que producen trabajo (máquinas térmicas) utilizados en la actualidad tienen eficiencias menores a 40 por ciento, lo cual parece bajo en comparación con el 100 por ciento. Sin embargo, cuando se evalúa el desempeño de las máquinas térmicas reales, las eficiencias no se deben comparar con el 100 por ciento, sino con la eficiencia de una máquina térmica reversible que opera entre los mismos límites de temperatura, porque éste es el límite superior teórico para la eficiencia, no el 100 por ciento.

La eficiencia térmica de las máquinas térmicas reales se puede maximizar al suministrar calor hacia la máquina a la temperatura máxima posible (limitada por la resistencia del material) y al rechazar calor de la máquina a la menor temperatura posible (limitada por la temperatura del medio de enfriamiento, como ríos, lagos o la atmósfera).

EJEMPLO: Considere una máquina térmica de Carnot que opera en un sistema cerrado con 0.0103 kg de vapor como fluido de trabajo. Se sabe que la temperatura absoluta máxima en el ciclo es el doble de la temperatura absoluta mínima y que la salida de trabajo neta del ciclo es 25 kJ. Si el vapor cambia de vapor saturado a líquido saturado durante el proceso de rechazo de calor, determine la temperatura del vapor durante el proceso de rechazo de calor.



Se ejecuta un ciclo de motor térmico de Carnot en un sistema cerrado con una masa fija de vapor. Se proporciona el trabajo neto resultante del ciclo y la relación entre las temperaturas de la fuente y del sumidero. Se debe determinar la temperatura mínima del ciclo.

Supuestos:

Se dice que el motor funciona según el ciclo de Carnot, que es totalmente reversible.

Análisis:

La eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_L}{T_H} = 1 - \frac{1}{2} = 0.5$$

entonces

$$\eta_{th} = \frac{W}{Q_H} \rightarrow Q_H = \frac{W}{\eta_{th}} = \frac{25 \text{ kJ}}{0.5} = 50 \text{ kJ}$$

$$Q_L = Q_H - W = 50 - 25 = 25 \text{ kJ}$$

$$q_L = \frac{Q_L}{m} = \frac{25 \text{ kJ}}{0.0103 \text{ kg}} = 2427.2 \text{ kJ/kg} = h_{fg}@T_L$$

Dado que la entalpía de vaporización h_{fg} a una T o P dada representa la cantidad de transferencia de calor a medida que 1 kg de una sustancia se convierte de líquido saturado a vapor saturado a esa T o P. Por lo tanto, T_L es la temperatura que corresponde al valor de h_{fg} de 2427.2 kJ/kg, y se determina a partir de las tablas de vapor. $T_L = 31.3^\circ\text{C}$

4.7 ENUNCIADOS DE LA SEGUNDA LEY DE LA TERMODINAMICA

Hay dos enunciados clásicos de la segunda ley, el de Kelvin-Planck que se relaciona con las máquinas térmicas y analizado en la sección precedente, y el de Clausius, relacionado con refrigeradores o bombas de calor. El enunciado de Clausius se expresa como sigue:

Es imposible construir un dispositivo que opere en un ciclo sin que produzca ningún otro efecto que la transferencia de calor de un cuerpo de menor temperatura a otro de mayor temperatura.

El calor, por sí solo, no se transfiere de un medio frío a uno más caliente. El enunciado de Clausius no significa que sea imposible construir un dispositivo cíclico que transfiera calor de un medio frío a otro más caliente. De hecho, esto es precisamente lo que hace un refrigerador doméstico común. El enunciado establece simplemente que un refrigerador no puede operar a menos que su compresor sea propulsado mediante una fuente de energía externa, como un motor eléctrico (Figura 4.7.1).

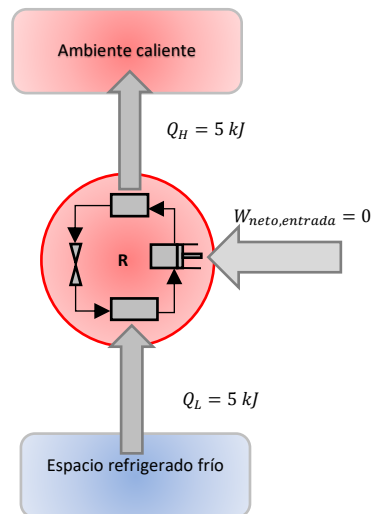


Figura 4.7.1
Éste es un refrigerador que viola el enunciado de Clausius de la segunda ley

De este modo, el efecto neto sobre los alrededores tiene que ver con el consumo de cierta energía en la forma de trabajo, además de la transferencia de calor de un cuerpo más frío a otro más caliente; es decir, deja un rastro en los alrededores. Por lo tanto, un refrigerador doméstico concuerda por completo con el enunciado de Clausius de la segunda ley. Ambos enunciados de la segunda ley, el de Kelvin-Planck y el de Clausius, son negativos, y un enunciado de este tipo no se puede comprobar. Como cualquier otra ley física, la segunda

ley de la termodinámica está basada en observaciones experimentales. A la fecha, no se ha realizado ningún experimento que contradiga la segunda ley y esto se debe tomar como prueba suficiente de su validez

4.7.1 EQUIVALENCIA DE LOS DOS ENUNCIADOS

Los enunciados de Kelvin-Planck y Clausius son equivalentes en sus consecuencias, y se puede usar cualquiera como expresión de la segunda ley de la termodinámica. Cualquier dispositivo que viole el enunciado de Kelvin Planck también viola el de Clausius, y viceversa. Esto se puede demostrar como sigue. Sé tiene la combinación, mostrada en la figura 4.7.2a, de dos dispositivos: una máquina térmica y un refrigerador, combinación que opera entre los mismos dos depósitos. Se supone que la máquina térmica tiene, violando el enunciado de Kelvin-Planck, una eficiencia térmica de 100 por ciento y en consecuencia convierte todo el calor Q_H que recibe en trabajo W . Este trabajo se suministra ahora a un refrigerador que elimina calor en la cantidad Q_L del depósito de baja temperatura y rechaza calor en la cantidad de $Q_L + Q_H$ hacia el depósito de alta temperatura. Durante este proceso, el depósito a alta temperatura recibe una cantidad neta de calor Q_L (la diferencia entre $Q_L + Q_H$ y Q_H). Así, la combinación de estos dos dispositivos se puede considerar como un refrigerador, como se ilustra en la figura 4.7.2b, que transfiere calor en una cantidad Q_L desde un cuerpo más frío hacia otro más caliente sin requerir ninguna entrada desde el exterior.

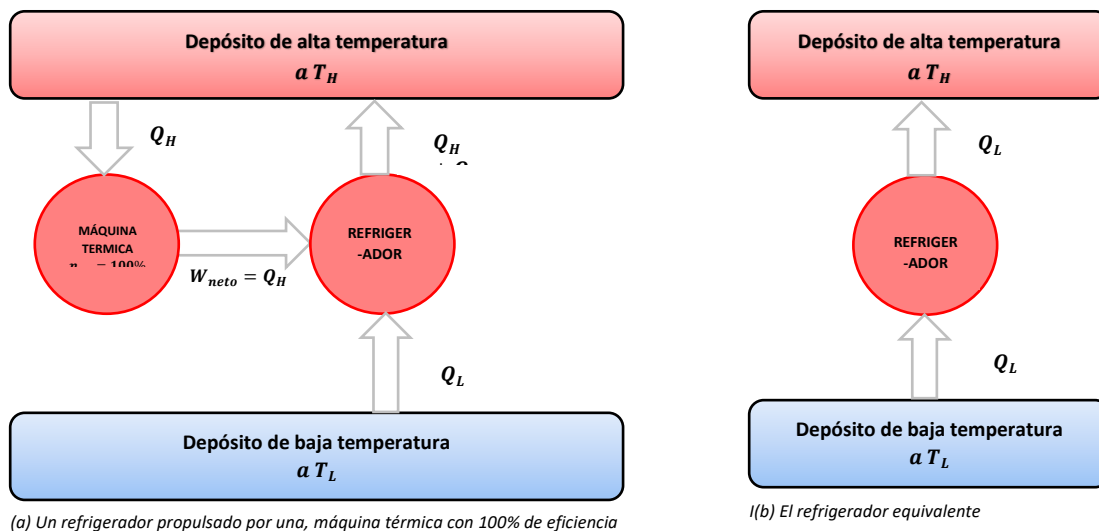


Figura 4.7.2
Comprobación de que la violación del enunciado de Kelvin-Planck da lugar a la violación del enunciado de Clausius.

Esto es una violación clara del enunciado de Clausius. Por lo tanto, se puede concluir que una violación del enunciado de Kelvin-Planck da como resultado una violación del enunciado de Clausius. De una manera similar también se puede demostrar que una violación del enunciado de Clausius origina la violación del de Kelvin-Planck. Entonces, los enunciados de Clausius y Kelvin-Planck son dos expresiones equivalentes de la segunda ley de la termodinámica.

5.1 EFICIENCIA EN LA CONVERSIÓN DE ENERGÍA

Eficiencia es uno de los términos más usados en termodinámica, e indica qué tan bien se realiza un proceso de conversión o transferencia de energía. Así mismo, este término resulta uno de los que en general son mal usados en termodinámica, además de ser una fuente de malas interpretaciones. Esto se debe a que se usa sin una definición adecuada. Lo cual se aclara a continuación y se definen algunas de las eficiencias más usadas en la práctica. El desempeño o eficiencia se expresa en términos de la salida deseada y la entrada requerida, de la siguiente manera:

$$\text{Desempeño} = \frac{\text{Salida deseada}}{\text{Salida requerida}} \quad 5.1$$

5.1.1 EFICIENCIA DE DISPOSITIVOS MECÁNICOS Y ELÉCTRICOS

La transferencia de energía mecánica normalmente se lleva a cabo mediante una flecha rotatoria; de ahí que el trabajo mecánico se denomine trabajo de flecha. Una bomba o un ventilador reciben trabajo de flecha (comúnmente de un motor eléctrico) y lo transfieren al fluido como energía mecánica (menos las pérdidas por fricción). Por otro lado, un ventilador-turbina convierte la energía mecánica de un fluido en trabajo de flecha. En ausencia de irreversibilidades como la fricción, la energía mecánica se puede convertir por completo de una forma de energía mecánica a otra, y la eficiencia mecánica de un dispositivo o proceso se puede definir como (Figura 5.5.1)

$$\eta_{\text{mecánica}} = \frac{\text{Salida de energía mecánica}}{\text{Entrada de energía mecánica}} = \frac{E_{\text{mecánica, salida}}}{E_{\text{mecánica, entrada}}} = 1 - \frac{E_{\text{mecánica, pérdida}}}{E_{\text{mecánica, entrada}}} \quad 5.2$$

Una eficiencia de conversión menor a 100 por ciento indica que la conversión es menos perfecta y han ocurrido algunas pérdidas durante ésta; una eficiencia mecánica de 97 por ciento indica que 3 por ciento del aporte de energía mecánica se convirtió en energía térmica como resultado del calentamiento por fricción, lo cual se manifiesta como un ligero aumento en la temperatura del fluido. Regularmente, en los sistemas de fluidos el interés se halla en incrementar en un fluido la presión, la velocidad y/o la elevación. Esto se consigue mediante el suministro de energía mecánica al fluido con una bomba, un ventilador o un compresor (nos referiremos a todos como bombas). O bien, el interés está en el proceso inverso de extraer energía mecánica de un fluido mediante una turbina y producir potencia mecánica en la forma de una flecha que gira y propulsa un generador o cualquier otro dispositivo rotatorio. El grado de perfección del proceso de conversión entre

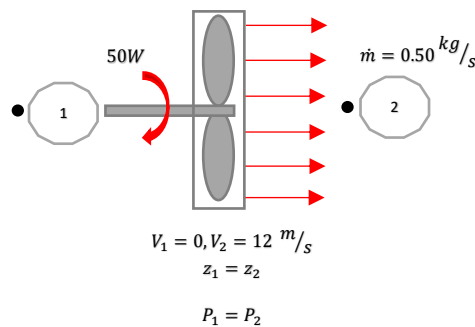
el trabajo mecánico su ministrado o extraído y la energía mecánica del fluido se expresa mediante la eficiencia de bomba y la eficiencia de turbina, definidas como

$$\eta_{bomba} = \frac{\text{Incremento de energía mecánica del fluido}}{\text{Entrada de energía mecánica}} = \frac{\Delta \dot{E}_{\text{mecánica, fluido}}}{\dot{W}_{\text{flecha, entrada}}} = \frac{\dot{W}_{\text{bomba, u}}}{\dot{W}_{\text{bomba}}} \quad 5.3$$

donde $|\Delta \dot{E}_{\text{mecánica, fluido}}| = \dot{E}_{\text{mecánica, salida}} - \dot{E}_{\text{mecánica, entrada}}$ es la tasa de incremento en la energía mecánica del fluido, el cual equivale a la potencia de bombeo útil $\dot{W}_{\text{bomba, u}}$ suministrada al fluido, y

$$\eta_{bomba} = \frac{\text{Salida energía mecánica}}{\text{Disminución de energía mecánica del fluido}} = \frac{\dot{W}_{\text{flecha, salida}}}{|\Delta \dot{E}_{\text{mecánica, fluido}}|} = \frac{\dot{W}_{\text{turbina}}}{\dot{W}_{\text{turbina, e}}} \quad 5.4$$

donde $|\Delta \dot{E}_{\text{mecánica, fluido}}| = \dot{E}_{\text{mecánica, entrada}} - \dot{E}_{\text{mecánica, salida}}$ es la tasa de disminución en la energía mecánica del fluido, equivalente a la potencia mecánica extraída del fluido por la turbina, y se usa el signo de valor absoluto para evitar valores negativos en la eficiencia.



$$\eta_{\text{mecánica, ventilador}} = \frac{\Delta \dot{E}_{\text{mecánica, fluido}}}{\dot{W}_{\text{flecha, entrada}}} = \frac{\dot{m} \frac{V_2^2}{2}}{\dot{W}_{\text{flecha, entrada}}}$$

$$\frac{(0.50 \text{ kg/s}) (12 \text{ m/s})^2 / 2}{50 \text{ W}}$$

Figura 5.5.1

$$= 0.72$$

La eficiencia mecánica de un ventilador es la relación entre la energía cinética del aire que sale del ventilador y la entrada de potencia mecánica.

En bombas o turbinas, una eficiencia de 100 por ciento indica conversión perfecta entre el trabajo de flecha y la energía mecánica del fluido, valor al que es posible aproximarse (pero nunca alcanzar) cuando se reducen los efectos de fricción.

La energía eléctrica se convierte comúnmente en energía mecánica rotatoria mediante motores eléctricos para impulsar ventiladores, compresores, brazos robóticos,

arrancadores de automóviles, etc. La efectividad de este proceso de conversión se caracteriza por la eficiencia del motor η_{motor} , que es la relación entre la salida de energía mecánica del motor y la entrada de energía eléctrica. La eficiencia de motores a plena carga varía entre alrededor de 35 por ciento para motores pequeños y más de 97 por ciento para los grandes de alta eficiencia. La diferencia entre la energía eléctrica consumida y la energía mecánica entregada se disipa como calor de desecho.

La eficiencia térmica no debe confundirse con la eficiencia del motor y la eficiencia del generador, definidas como

$$\text{Motor: } \eta_{motor} = \frac{\text{Salida de potencia mecánica}}{\text{Entrada de potencia eléctrica}} = \frac{\dot{W}_{flecha, salida}}{\dot{W}_{eléctrico, entrada}} \quad 5.5$$

$$\text{Generador: } \eta_{generador} = \frac{\text{Salida de potencia eléctrica}}{\text{Entrada de potencia mecánica}} = \frac{\dot{W}_{eléctrico, salida}}{\dot{W}_{flecha, entrada}} \quad 5.6$$

Una bomba normalmente viene provista de un motor, y una turbina de un generador. Por lo tanto, normalmente el interés está en la eficiencia combinada o global de las combinaciones entre bomba-motor y turbina-generador (Figura 5.5.2), lo cual se define como

$$\eta_{bomba-motor} = \eta_{bomba} \cdot \eta_{motor} = \frac{\dot{W}_{bomba, u}}{\dot{W}_{eléctrico, entrada}} = \frac{\Delta \dot{E}_{mecánica, fluido}}{\dot{W}_{eléctrico, entrada}} \quad 5.7$$

$$\eta_{turbina-generador} = \eta_{turbina} \cdot \eta_{generador} = \frac{\dot{W}_{eléctrico, salida}}{\dot{W}_{turbina, e}} = \frac{\dot{W}_{eléctrico, salida}}{|\Delta \dot{E}_{mecánica, fluido}|} \quad 5.8$$

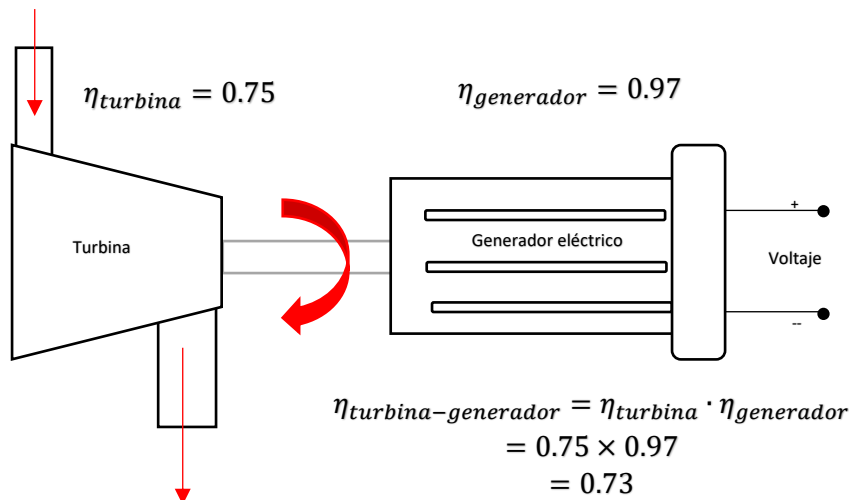


Figura 5.5.2

La eficiencia global de un conjunto de turbina y generador es el producto de las eficiencias de una y otro, y representa la fracción de la energía mecánica del fluido convertida en energía eléctrica.

Las

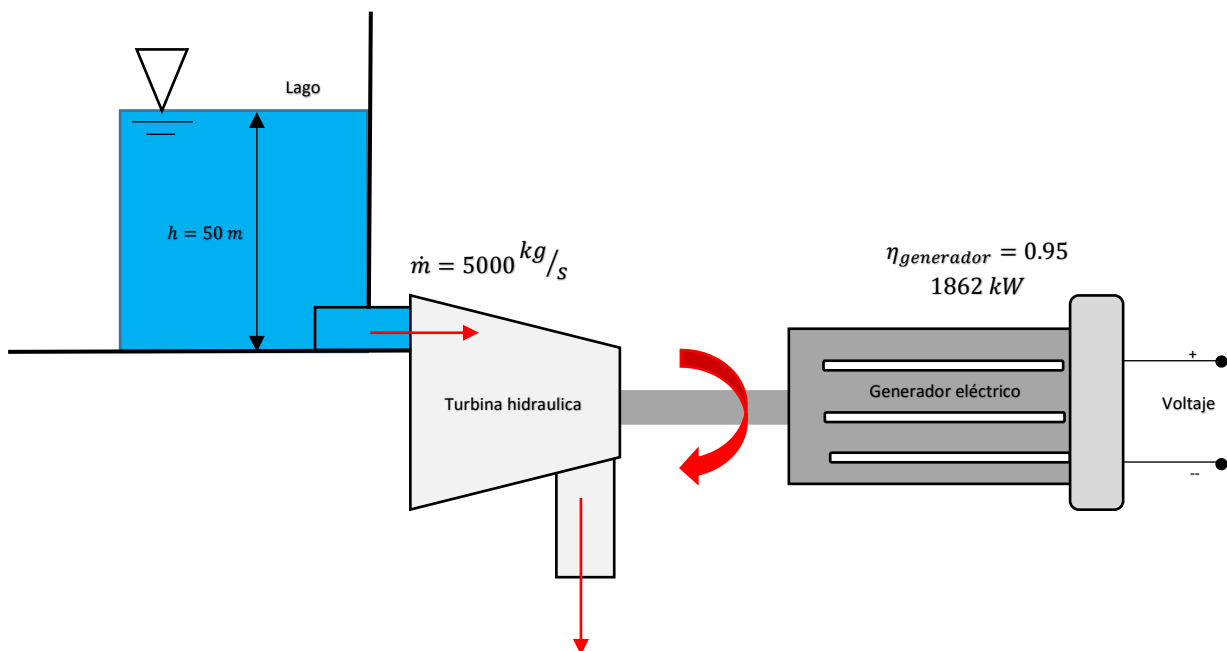
eficiencias recién definidas varían entre 0 y 100 por ciento: el límite inferior de 0 por ciento

corresponde a la conversión de toda la energía mecánica o eléctrica que entra en energía térmica, y el dispositivo en este caso funciona como un calentador de resistencia. El límite superior de 100 por ciento corresponde al caso de conversión perfecta sin fricción u otras irreversibilidades y, por lo tanto, ninguna conversión de energía mecánica o eléctrica en energía térmica.

EJEMPLO: Desempeño de una turbina hidráulica-generador

Para producir electricidad, en la base de un gran lago se instalará una turbina hidráulica-generador donde la profundidad del agua es de 50 m. El agua se suministrará a una tasa de 5 000 kg/s. Si la potencia eléctrica generada es de 1 862 kW y la eficiencia del generador de 95 por ciento, determine:

a) la eficiencia global de la turbina-generador, b) la eficiencia mecánica de la turbina y c) la potencia de flecha que la turbina suministra al generador.



Solución:

Se generará electricidad mediante una turbina eléctrica provista de generador a partir del agua de un lago. Se determinará la eficiencia global, la de la turbina y la potencia de flecha.

Suposiciones:

1. La elevación del lago permanece constante.
2. La energía mecánica del agua en la salida de la turbina es insignificante.

Propiedades:

La densidad del agua se puede tomar como $\rho = 1\,000\text{ kg/m}^3$.

Análisis:

a) Se toma el fondo del lago como el nivel de referencia por conveniencia, por lo que las energías cinética y potencial del agua son igual a cero, mientras el cambio en su energía mecánica por unidad de masa se convierte en

$$e_{\text{mecánica, entrada}} - e_{\text{mecánica, salida}} = \frac{P}{\rho} - 0 = gh = (9.51\text{ m/s}^2)(50\text{ m}) \left(\frac{1\text{ kJ/kg}}{1000\text{ m}^2/\text{s}^2} \right)$$

$$= 0.491\text{ kJ/kg}$$

Entonces la tasa a la que el fluido suministra energía mecánica a la turbina y la eficiencia total son

$$|\Delta \dot{E}_{\text{mecánica, fluido}}| = \dot{m}(e_{\text{mecánica, entrada}} - e_{\text{mecánica, salida}})$$

$$= (5000\text{ kg/s})(0.491\text{ kJ/kg}) = 2455\text{ kW}$$

$$\eta_{\text{global}} = \eta_{\text{turbina-generador}} = \frac{\dot{W}_{\text{eléctrico, salida}}}{|\Delta \dot{E}_{\text{mecánica, fluido}}|} = \frac{1862\text{ kW}}{2455\text{ kW}} = 0.76$$

b) Conociendo las eficiencias globales y del generador, la eficiencia mecánica de la turbina se determina a partir de

$$\eta_{\text{turbina-generador}} = \eta_{\text{turbina}} \cdot \eta_{\text{generador}} \rightarrow \eta_{\text{turbina}} = \frac{\eta_{\text{turbina-generador}}}{\eta_{\text{generador}}} = \frac{0.76}{0.95} = 0.80$$

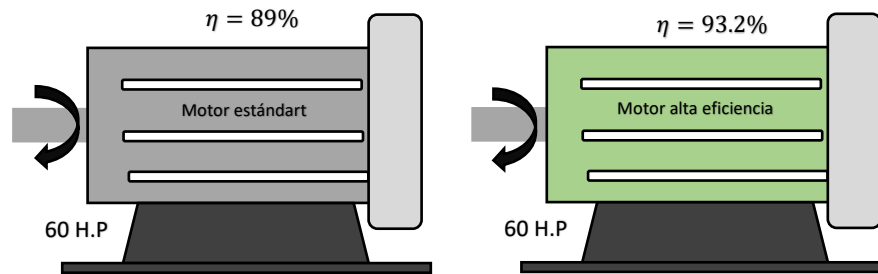
c) La salida de potencia de flecha se determina de la definición de eficiencia mecánica,

$$\dot{W}_{\text{flecha, salida}} = \eta_{\text{turbina}} \cdot |\Delta \dot{E}_{\text{mecánica, fluido}}| = (0.80)(2455\text{ kW}) = 1964\text{ kW}$$

Discusión: El lago suministra 2 455 kW de energía mecánica a la turbina, la cual convierte 1 964 kW en trabajo de flecha que impulsa al generador, que a su vez produce 1 862 kW de potencia eléctrica. Hay pérdidas relacionadas con cada componente.

EJEMPLO: Ahorros de costo relacionados con motores de alta eficiencia.

Un motor eléctrico de 60 hp (es decir, que entrega 60 hp de potencia de flecha a plena carga) con una eficiencia de 89 por ciento está descompuesto y debe ser remplazado por otro de alta eficiencia: 93.2 por ciento (Fig. 2-61). El motor opera 3 500 horas al año a plena carga. Tomando el costo unitario de la electricidad como \$0.08/kWh, determine la cantidad de energía y dinero ahorrado como resultado de instalar el motor de alta eficiencia en lugar del estándar. También determine el periodo de retorno simple si los precios de compra de los motores estándar y de alta eficiencia son \$4 520 y \$5 160, respectivamente.



Solución:

Se remplazará un motor inservible estándar por uno de alta eficiencia y se determinará la cantidad de energía eléctrica y el dinero ahorrado, así como el periodo de retorno simple.

Suposiciones: El factor de carga del motor permanece constante en 1 (plena carga) mientras opera.

Análisis: La potencia eléctrica que extrae cada motor y su diferencia se expresan como

$$\dot{W}_{el\acute{e}ct.ent, \text{ est\acute{a}ndart}} = \dot{W}_{flecha} / \eta_{est\acute{a}ndart} = (\text{potencia nominal})(\text{factor de carga}) / \eta_{est\acute{a}ndart}$$

$$\dot{W}_{el\acute{e}ct.ent, \text{ eficiente}} = \dot{W}_{flecha} / \eta_{eficiente} = (\text{potencia nominal})(\text{factor de carga}) / \eta_{eficiente}$$

$$\text{Ahorro de energ\'ia} = \dot{W}_{el\acute{e}ct.ent, \text{ est\acute{a}ndart}} - \dot{W}_{el\acute{e}ct.ent, \text{ eficiente}}$$

$$= (\text{potencia nominal})(\text{factor de carga}) \left(\frac{1}{\eta_{est\acute{a}ndart}} - \frac{1}{\eta_{eficiente}} \right)$$

donde $\eta_{est\acute{a}ndart}$ es la eficiencia del motor estándar y $\eta_{eficiente}$ es la del de alta eficiencia. Entonces la energ\'ia anual y los ahorros de costo relacionados con la instalaci\'on del motor de alta eficiencia son

$$\text{Costos de energ\'ia} = (\text{ahorros de potencia})(\text{horas de operaci\'on})$$

$$= (\text{potencia nominal})(\text{horas de operación})(\text{factor de carga})\left(\frac{1}{\eta_{\text{estándar}}} - \frac{1}{\eta_{\text{eficiente}}}\right)$$

$$(60 \text{ hp})\left(0.7457 \frac{\text{kW}}{\text{hp}}\right)\left(3500 \frac{\text{hr}}{\text{año}}\right)(1)\left(\frac{1}{0.89} - \frac{1}{0.932}\right)$$

$$= 7929 \text{ kW/año}$$

$$\text{Ahorros de costos} = (\text{ahorros de energía})(\text{costo unitario de energía})$$

$$= (7929 \text{ kW/año})\left(\$0.08/\text{kWh}\right)$$

$$= \$634/\text{año}$$

Asimismo,

$$\text{Costo inicial extra} = \text{diferencia del precio de compra}$$

$$= \$5160 - \$4250 = \$640$$

Esto da un periodo de retorno simple de

$$\text{Periodo de retorno simple} = \frac{\text{Costo inicial extra}}{\text{Ahorros costo anual}} = \frac{\$640}{\frac{\$634}{\text{año}}} = 1.01 \text{ años}$$

Discusión: El motor de alta eficiencia paga su diferencia de precio dentro de un año debido a la energía eléctrica que ahorra. Como la vida útil de los motores eléctricos es de varios años, en este caso la compra del de mayor eficiencia es definitivamente la indicada.

5.2 TRABAJO DEL VAPOR EN TURBINAS

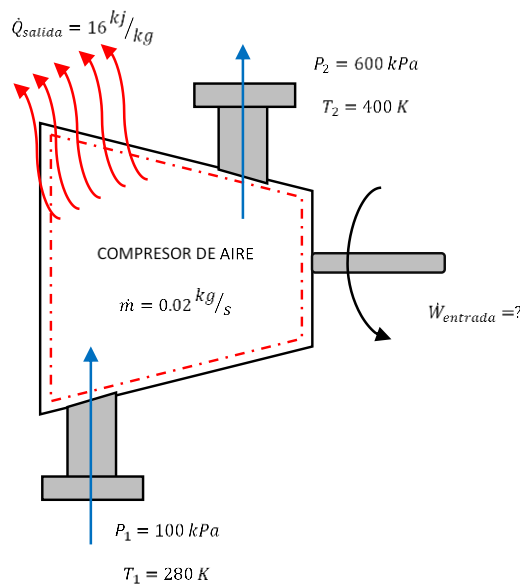
En las centrales eléctricas de vapor, gas o en hidroeléctricas, el dispositivo que impulsa al generador eléctrico es la turbina. A medida que el fluido pasa por ésta se hace trabajo contra las aspas (alabes), las cuales están unidas a la flecha, la cual a su vez gira y la turbina produce trabajo. Al igual que las bombas y los ventiladores, los compresores son dispositivos que se utilizan para incrementar la presión de un fluido. A estos dispositivos el trabajo se suministra desde una fuente externa a través de un eje giratorio, por lo tanto, los compresores requieren entrada de trabajo. Aun cuando estos tres dispositivos funcionan de manera similar, difieren en las tareas que llevan a cabo. Un ventilador se usa sobre todo para movilizar un gas y sólo incrementa la presión de éste ligeramente, mientras que un compresor es capaz de comprimir el gas a presiones muy altas. Las bombas funcionan de manera muy parecida a los compresores excepto que manejan líquidos en lugar de gases. Note que las turbinas producen potencia mientras que los compresores, bombas y

ventiladores requieren entrada de potencia. La transferencia de calor desde las turbinas normalmente es insignificante ($Q \approx 0$) ya que normalmente están bien aisladas. La transferencia de calor es también insignificante para los compresores, a menos que haya enfriamiento intencional. Los cambios de energía potencial son insignificantes para todos estos dispositivos ($\Delta_{ep} \cong 0$); mientras que las velocidades, con excepción de turbinas y ventiladores, son demasiado bajas para causar algún cambio importante en su energía cinética ($\Delta_{ec} \cong 0$). Las velocidades de fluido encontradas en la mayor parte de las turbinas son muy altas, por lo que el fluido experimenta un cambio importante en su energía cinética.

Sin embargo, este cambio es por lo regular muy pequeño con respecto al cambio de entalpía, por lo tanto, no se toma en cuenta

EJEMPLO 5-6 Compresión de aire mediante un compresor

Aire a 100 kPa y 280 K se comprime en régimen permanente hasta 600 kPa y 400 K. El flujo másico del aire es 0.02 kg/s y ocurre una pérdida de calor de 16 kJ/kg durante el proceso. Si se supone que los cambios de energía cinética y potencial son insignificantes, determine la entrada de potencia necesaria al compresor.



Solución: Se comprime aire en forma permanente mediante un compresor hasta una temperatura y presión especificadas. Se determinará la entrada de potencia al compresor.

Suposiciones:

1. Éste es un proceso de flujo estable puesto que no hay cambio con el tiempo en ningún punto, por lo tanto $\Delta m_{VC} = 0$ y $\Delta E_{VC} = 0$.
2. El aire es un gas ideal porque está a temperatura alta y presión baja en relación con sus valores de punto crítico.
3. Los cambios de energía cinética y potencial son cero, $\Delta_{ec} = \Delta_{ep} = 0$.

Análisis: Se considera al compresor como el sistema, el cual es un volumen de control porque la masa cruza su frontera durante el proceso. Se observa que solamente hay una entrada y una salida, por lo tanto $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$. Asimismo, se pierde calor del sistema y se suministra trabajo al mismo. Bajo las suposiciones y observaciones expresadas, el balance de energía para este sistema de flujo estable se puede expresar en la forma de tasa como

$$\dot{E}_{entrada} - \dot{E}_{salida} = \frac{dE_{sistema}}{dt} = 0$$

$$\dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida}$$

$$\dot{W}_{entrada} + \dot{m}h_1 = \dot{Q}_{salida} + \dot{m}h_2 \quad \text{puesto que: } \Delta_{ec} = \Delta_{ep} \cong 0.$$

$$\dot{W}_{entrada} = \dot{m}q_{salida} + \dot{m}(h_2 - h_1)$$

La entalpía de un gas ideal depende sólo de la temperatura, mientras que las entalpías del aire a las temperaturas especificadas se determinan de la tabla para el aire (Tabla A-17) como

$$h_1 = h_{@280\text{ K}} = 280.13 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = h_{@400\text{ K}} = 400.98 \text{ kJ/kg}$$

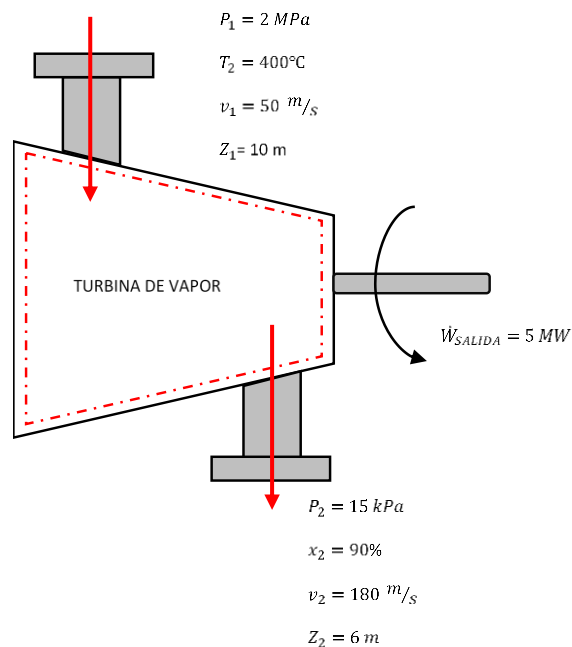
Sustituyendo, la entrada de potencia al compresor se determina como

$$\dot{W}_{ent} = (0.02 \text{ kg/s})(16 \text{ kJ/kg}) + (0.02 \text{ kg/s})(400.98 - 280.13) \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{ent} = 2.47 \text{ KW}$$

EJEMPLO: Generación de potencia mediante una turbina de vapor

La salida de potencia de una turbina de vapor adiabática es 5 MW, mientras que las condiciones de entrada y salida del vapor son como se indica en la figura. a) Compare las magnitudes de Δh , Δec y Δep . b) Determine el trabajo hecho por unidad de masa del vapor que fluye por la turbina. c) Calcule el flujo másico del vapor



Solución: Están dadas las condiciones de entrada y salida de una turbina de vapor, así como su potencia de salida. Se determinarán los cambios en las energías cinética y potencial y la entalpía del vapor, así como el trabajo hecho por unidad de masa y el flujo másico del vapor.

Suposiciones:

1. Éste es un proceso de flujo estable porque no hay cambio con el tiempo en ningún punto, de modo que $\Delta m_{VC} = 0$ y $\Delta E_{VC} = 0$.
2. El sistema es adiabático, por lo tanto, no hay transferencia de calor.

Análisis: Se toma a la turbina como el sistema, el cual es un volumen de control porque la masa cruza su frontera durante el proceso. Se observa que sólo hay una entrada y una salida, así que $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$. También, el sistema realiza trabajo. Se tienen las velocidades de entrada y salida y las elevaciones, entonces hay que considerar las energías cinética y

potencial. a) En la entrada, el vapor está en un estado de vapor sobrecalentado, y su entalpía es

$$P_1 = 2 \text{ MPa} \quad h_1 = 3248.4 \text{ kJ/kg} \quad (\text{Tabla A - 6})$$

$$T_1 = 400^\circ\text{C}$$

En la salida de la turbina, es obvio que se tiene una mezcla saturada líquido vapor a una presión de 15 kPa. La entalpía en este estado es

$$h_2 = h_f + xh_{fg} = [225.94 + (0.9)(2372.3)] \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = 2361.01 \text{ kJ/kg}$$

Entonces

$$\Delta h = h_2 - h_1 = (2361.01 - 3248.4) \text{ kJ/kg} = -887.39 \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta ec = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2} = \frac{(180 \text{ m/s})^2 - (50 \text{ m/s})^2}{2} \left(\frac{1 \text{ kJ/kg}}{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2} \right) = 14.95 \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta ep = g(Z_2 - Z_1) = (9.81 \text{ m/s}^2) [(6 - 10) \text{ m}] \left(\frac{1 \text{ kJ/kg}}{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2} \right) = -0.04 \text{ kJ/kg}$$

b) El balance de energía para este sistema de flujo estable se puede expresar en la forma de tasa como

$$\dot{E}_{\text{entrada}} - \dot{E}_{\text{salida}} = \frac{dE_{\text{sistema}}}{dt} = 0$$

$$\dot{E}_{\text{entrada}} = \dot{E}_{\text{salida}}$$

$$\dot{m} \left(h_1 + \frac{v_1^2}{2} + gZ_1 \right) = \dot{W}_{\text{salida}} + \dot{m} \left(h_2 + \frac{v_2^2}{2} + gZ_2 \right) \quad (\dot{Q} = 0)$$

Al dividir entre el flujo másico y sustituir, el trabajo que realiza la turbina por unidad de masa del vapor se determina por

$$\dot{W}_{\text{salida}} = - \left[(h_2 - h_1) + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2} + g(Z_2 - Z_1) \right] = -(\Delta h + \Delta ec + \Delta ep)$$

$$\dot{W}_{salida} = -[-887.39 + 14.95 - 0.04] \text{ kJ/kg} = 872.48 \text{ kJ/kg}$$

c) El flujo másico requerido para una salida de potencia de 5 MW es

$$\dot{m} = \frac{5000 \text{ kJ/s}}{872.48 \text{ kJ/kg}} = 5.73 \text{ kg/s}$$

5.3 CICLO RANKINE

El ciclo Rankine, el cual es el ciclo ideal para las centrales eléctricas de vapor (figura 5.3.1). El ciclo Rankine ideal no incluye ninguna irreversibilidad interna y está compuesto de los siguientes cuatro procesos:

- 1-2 Compresión isentrópica en una bomba
- 2-3 Adición de calor a presión constante en una caldera
- 3-4 Expansión isentrópica en una turbina
- 4-1 Rechazo de calor a presión constante en un condensado

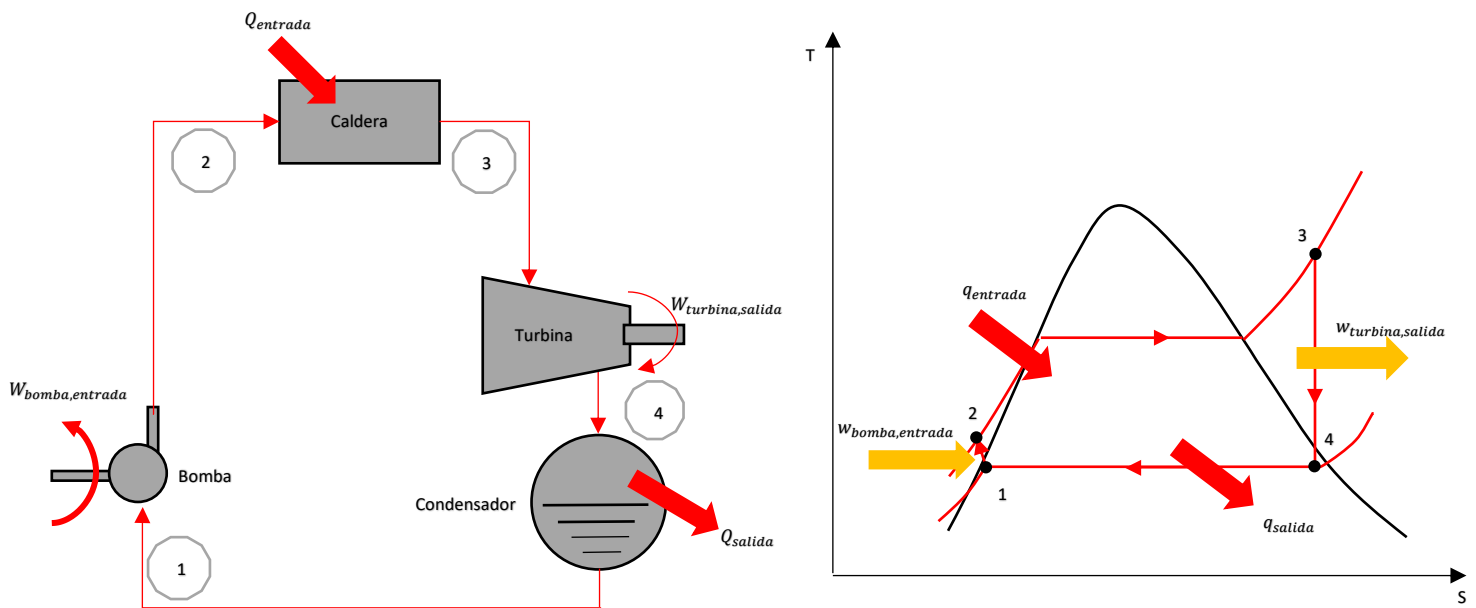


Figura 5.3.1
El ciclo Rankine ideal simple.

El agua entra a la bomba en el estado 1 como líquido saturado y se condensa isentrópicamente hasta la presión de operación de la caldera. La temperatura del agua aumenta un poco durante este proceso de compresión isentrópica debido a una ligera disminución en el volumen específico del agua. La distancia vertical entre los estados 1 y 2 en el diagrama $T - s$ se exagera de manera considerable para mayor claridad. (Si el agua fuera real mente incompresible, ¿habría un cambio de temperatura durante este proceso?) El agua entra a la caldera como líquido comprimido en el estado 2 y sale como vapor sobrecalentado en el estado 3. La caldera es básicamente un gran intercambiador de calor donde el calor que se origina en los gases de combustión, reactores nucleares u otras fuentes, se transfiere al agua esencial mente a presión constante. La caldera, con la sección (sobrecalentador) donde el vapor se sobrecalienta, recibe el nombre de generador de vapor. El vapor sobrecalentado en el estado 3 entra a la turbina donde se expande isentrópicamente y produce trabajo al hacer girar el eje conectado a un generador eléctrico. La presión y la temperatura del vapor disminuyen durante este proceso hasta los valores en el estado 4, donde el vapor entra al condensador. En este estado el vapor es por lo general una mezcla saturada de líquido y vapor con una alta calidad. El vapor se condensa a presión constante en el condensador, el cual es básicamente un gran intercambiador de calor que rechaza a éste hacia un medio de enfriamiento como un lago, un río o la atmósfera. El vapor sale del condensador como líquido saturado y entra a la bomba, completando el ciclo. En áreas donde el agua es muy valiosa, las centrales eléctricas son enfriadas con aire en lugar de agua. Este método de enfriamiento, que también se emplea en motores de automóvil, es conocido como enfriamiento seco. Varias centrales eléctricas en el mundo, incluidas algunas en Estados Unidos, utilizan enfriamiento seco para conservar el agua. Recuerde que el área bajo la curva del proceso en un diagrama $T - s$ representa la transferencia de calor para procesos internamente reversibles; y observe que el área bajo la curva del proceso 2-3 representa el calor transferido hacia el agua en la caldera y que el área bajo la curva del proceso 4-1 representa el calor rechazado en el condensador. La diferencia entre estas dos (el área encerrada por el ciclo) es el trabajo neto producido durante el ciclo.

5.3.1 ANÁLISIS DE ENERGÍA DEL CICLO RANKINE IDEAL

Los cuatro componentes asociados con el ciclo Rankine (la bomba, la caldera, la turbina y el condensador) son dispositivos de flujo estable, por lo tanto, los cuatro procesos que conforman el ciclo Rankine pueden ser analizados como procesos de flujo estable. Por lo general, los cambios en la energía cinética y potencial del vapor son pequeños en relación con los términos de trabajo y de transferencia de calor, de manera que son insignificantes. Entonces, la ecuación de energía de flujo estable por unidad de masa de vapor se reduce a

$$(q_{entrada} - q_{salida}) + (w_{entrada} - w_{salida}) = h_e - h_i \quad \left(\frac{kJ}{kg} \right) \quad 5.5$$

La caldera y el condensador no incluyen ningún trabajo y se supone que la bomba y la turbina son isentrópicas, entonces la relación de conservación de la energía para cada dispositivo puede expresarse como:

Bomba ($q = 0$)

$$w_{entrada\ bomba} = h_2 - h_1 \quad 5.6$$

0

$$w_{entrada\ bomba} = v(P_2 - P_1) \quad 5.7$$

Donde

$$h_1 = h_{f@P_1} \quad y \quad v = v_1 = v_{f@P_1}$$

Caldera ($w = 0$)

$$q_{entrada} = h_3 - h_2 \quad 5.8$$

Turbina ($q = 0$)

$$w_{turbina} = h_3 - h_4 \quad 5.9$$

Condensador ($w = 0$)

$$q_{condensador} = h_4 - h_1 \quad 5.10$$

La eficiencia térmica del ciclo Rankine se determina a partir de

$$\eta_{térmica} = \frac{w_{neto}}{q_{entrada}} = 1 - \frac{q_{salida}}{q_{entrada}} \quad 5.11$$

Donde el trabajo neto es:

$$w_{neto} = q_{entrada} - q_{salida} = w_{turbina, salida} - w_{bomba, entrada} \quad 5.12$$

La eficiencia de conversión de las centrales eléctricas estadounidenses se expresa a menudo en términos de la tasa térmica, que es la cantidad en Btu de calor suministrada para generar 1 kWh de electricidad. Cuanto menor es la tasa térmica, más grande será la eficiencia. Si se considera que $1 \text{ kWh} = 3\,412 \text{ Btu}$, y sin tomar en cuenta las pérdidas asociadas con la conversión de potencia en el eje a potencia eléctrica, la relación entre la tasa térmica y la eficiencia térmica puede expresarse como

$$\eta_{\text{térmica}} = \frac{3412 \left(\text{Btu}/\text{kWh} \right)}{\text{Tasa térmica} \left(\text{Btu}/\text{kWh} \right)} \quad 5.13$$

Por ejemplo, una tasa térmica de $11\,363 \text{ Btu/kWh}$ es equivalente a una eficiencia térmica de 30 por ciento. La eficiencia térmica también puede interpretarse como la relación entre el área encerrada por el ciclo en un diagrama T-s y el área bajo el proceso de adición de calor.

EJEMPLO: El ciclo Rankine ideal simple

Considere una central eléctrica de vapor que opera en el ciclo Rankine ideal simple. El vapor entra a la turbina a 3 MPa y 350°C y es condensado a una presión de 75 kPa. Determine la eficiencia térmica de este ciclo.

Solución: Se tiene una central eléctrica de vapor que opera en el ciclo Rankine ideal simple. Se determinará la eficiencia térmica del ciclo.

Suposiciones

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.

Análisis:

El esquema de la central y el diagrama T-s del ciclo se muestran en la figura. Observe que la central opera en el ciclo Rankine ideal, por lo tanto, la turbina y la bomba son isentrópicas, no hay caídas de presión en la caldera ni en el condensador y el vapor sale de este último para entrar a la bomba como líquido saturado a la presión del condensador.

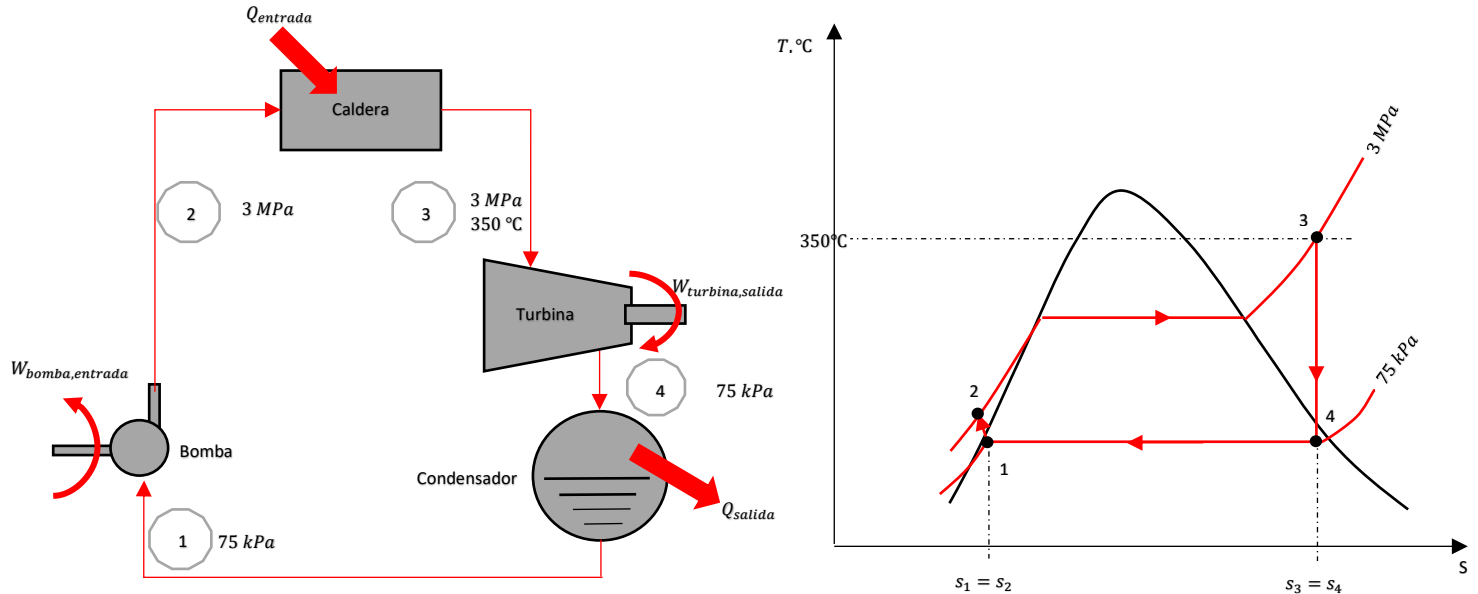


Figura del Esquema y diagrama T-s

Primero determine las entalpías en varios puntos del ciclo, utilizando los datos de las tablas de vapor (Tablas A.4, A.5 y A.6):

Estado 1: $P_1 = 75 \text{ kPa}$ $h_1 = h_{f@75 \text{ kPa}} = 384.44 \text{ kJ/kg}$
 Líquido saturado $v_1 = v_{f@75 \text{ kPa}} = 0.001037 \text{ m}^3/\text{kg}$

Estado 2: $P_2 = 3 \text{ MPa}$
 $s_2 = s_1$

Trabajo de la bomba

$$w_{\text{entrada bomba}} = v(P_2 - P_1) = \left(0.001037 \text{ m}^3/\text{kg}\right) [(3000 - 75) \text{ kPa}] \left(\frac{1 \text{ kJ}}{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3}\right)$$

$$= 3.03 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = h_1 + w_{\text{entrada bomba}} = (384.44 + 3.03) \text{ kJ/kg} = 387.47 \text{ kJ/kg}$$

$$\begin{aligned}\text{Estado 3: } P_3 &= 3 \text{ MPa} & h_3 &= 3116.1 \text{ kJ/kg} \\ T_3 &= 350^\circ\text{C} & s_3 &= 6.7450 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}\end{aligned}$$

$$\text{Estado 4: } P_4 = 75 \text{ kPa} \quad \text{Mezcla saturada}$$

$$s_4 = s_3$$

$$x_4 = \frac{s_4 - s_f}{s_{fg}} = \frac{(6.7450 - 1.2132) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}}{6.2426 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}} = 0.8861$$

$$h_4 = h_f + x h_{fg} = 384.4 + 0.8861(2278) = 2403 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{\text{entrada}} = h_3 - h_2 = (3116.1 - 387.47) \text{ kJ/kg} = 2728.6 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{\text{salida}} = h_4 - h_1 = (2403 - 384.44) \text{ kJ/kg} = 2018.6 \text{ kJ/kg}$$

Y

$$\eta_{\text{térmica}} = 1 - \frac{q_{\text{salida}}}{q_{\text{entrada}}} = 1 - \frac{2018.6 \text{ kJ/kg}}{2728.6 \text{ kJ/kg}} = 0.260 \approx 26.0\%$$

La eficiencia térmica también puede determinarse por

$$w_{\text{turbina}} = h_3 - h_4 = (2728.6 - 2018.6) \text{ kJ/kg} = 710.0 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{\text{neto}} = w_{\text{turbina, salida}} - w_{\text{bomba, entrada}} = (710.0 - 3.03) \text{ kJ/kg} = 706.97 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{\text{neto}} = q_{\text{entrada}} - q_{\text{salida}} = (2728.6 - 2018.6) \text{ kJ/kg} = 710.0 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{\text{térmica}} = \frac{w_{\text{neto}}}{q_{\text{entrada}}} = \frac{706.97 \text{ kJ/kg}}{2728.6 \text{ kJ/kg}} = 0.259 \approx 25.9\%$$

La central eléctrica convierte en trabajo neto 26 por ciento del calor que recibe de la caldera.

Una central eléctrica real que opera entre los mismos límites de temperatura y presión tendrá una eficiencia menor debido a irreversibilidades como la fricción.

Discusión: Note que la relación de trabajo de retroceso ($r_{bw} = w_{entrada}/w_{salida}$) de esta central eléctrica es 0.004, por lo tanto sólo se requiere 0.4 por ciento de la salida de trabajo de la turbina para operar la bomba. Tener relaciones de trabajo de retroceso bajas es característico de los ciclos de potencia de vapor, lo cual contrasta con los de potencia de gas que por lo general incluyen relaciones de trabajo de retroceso muy altas (entre 40 y 80 por ciento)

También es interesante observar la eficiencia térmica de un ciclo de Carnot que opera entre los mismos límites de temperatura

$$\eta_{térmica} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = \frac{(91.76 + 273) K}{(350 - 273) K} = 0.415$$

La diferencia entre las dos eficiencias se debe a la gran irreversibilidad externa en el ciclo Rankine causada por la mayor diferencia de temperatura entre el vapor y los gases de combustión en la caldera.

5.3.2 DESVIACIÓN DE LOS CICLOS DE POTENCIA DE VAPOR REALES RESPECTO DE LOS IDEALIZADOS

El ciclo real de potencia de vapor difiere del ciclo Rankine ideal, como se ilustra en la figura 5.3.2 a, como resultado de las irreversibilidades en diversos componentes. La fricción del fluido y las pérdidas de calor hacia los alrededores son las dos fuentes más comunes de irreversibilidades. La fricción del fluido ocasiona caídas de presión en la caldera, el condensador y las tuberías entre diversos componentes. Como resultado, el vapor sale de la caldera a una presión un poco menor. Además, la presión en la entrada de la turbina es un poco más baja que la de la salida de la caldera, debido a la caída de presión en los tubos conectores. La caída de presión en el condensador por lo general es muy pequeña. Para compensar todas estas caídas de presión, el agua debe bombearse a una presión más alta que la que tiene el ciclo ideal. Esto requiere una bomba más grande y una mayor entrada de trabajo a la bomba. Otra fuente importante de irreversibilidad es la pérdida de calor del vapor hacia los alrededores cuando este fluido circula por varios componentes. Para mantener el mismo nivel de salida neta de trabajo, es necesario transferir más calor hacia el vapor en la caldera para compensar estas pérdidas de calor indeseables. Como consecuencia, la eficiencia del ciclo disminuye. Las irreversibilidades que suceden dentro de la bomba y la turbina son especialmente importantes.

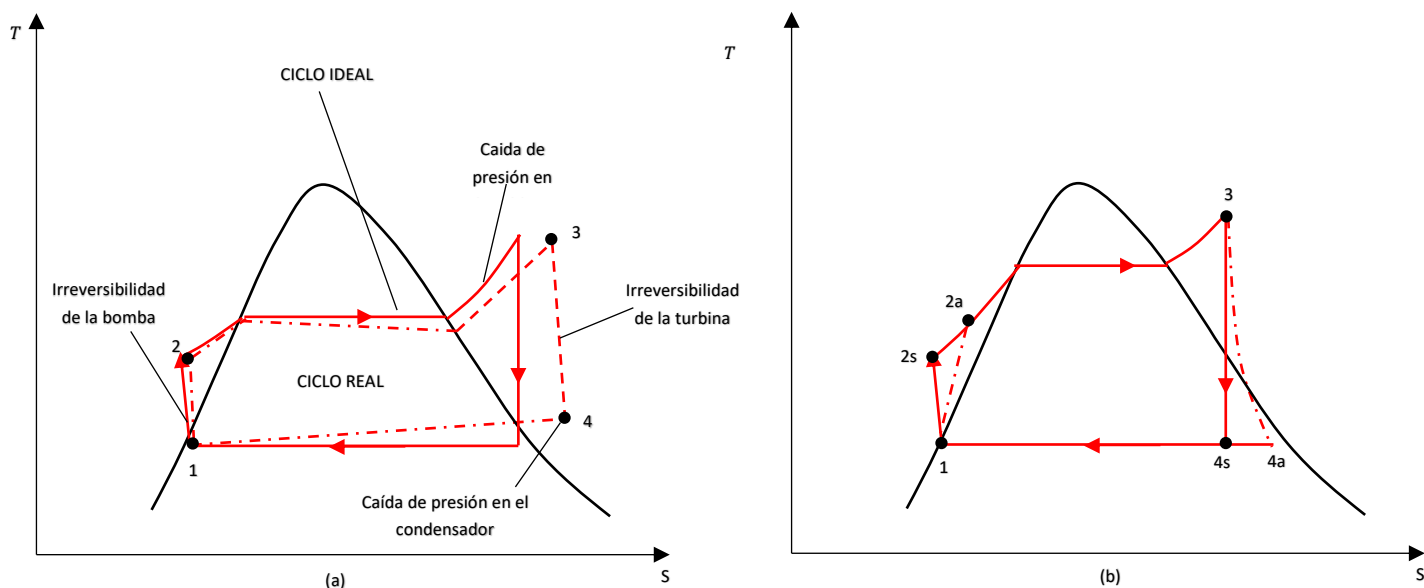


Figura 5.3.2

a) Desviación del ciclo real de potencia de vapor respecto del ciclo Rankine ideal. b) Efecto de las irreversibilidades de la bomba y la turbina en el ciclo Rankine ideal.

Una bomba requiere una entrada de trabajo mayor y una turbina produce una salida de trabajo más pequeña como consecuencia de las irreversibilidades. Bajo condiciones ideales, el flujo a través de estos dispositivos es isentrópico. La desviación existente entre bombas y turbinas reales respecto de las isentrópicas puede ser compensada utilizando eficiencias isentrópicas, definidas como

$$\eta_P = \frac{w_s}{w_a} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2a} - h_1} \quad y \quad \eta_T = \frac{w_a}{w_s} = \frac{h_3 - h_{4a}}{h_3 - h_{4s}} \quad 5.14 \, a, b$$

donde los estados 2a y 4a son los estados reales de salida de la bomba y de la turbina, respectivamente, mientras que 2s y 4s son los estados correspondientes para el caso isentrópico (Figura 5.3.2 b). También es necesario considerar otros factores en el análisis de los ciclos reales de potencia. En los condensadores reales, por ejemplo, el líquido suele subenfriarse para evitar el inicio de la cavitación, así como la rápida evaporación y condensación del fluido en el lado de baja presión del impulsor de la bomba, lo cual puede dañarla. Hay pérdidas adicionales en los cojinetes ubicados entre las partes móviles como consecuencia de la fricción. El vapor que se fuga durante el ciclo y el aire que ingresa al condensador representan otras dos fuentes de pérdida. Finalmente, la potencia consumida por equipos auxiliares, como los ventiladores que suministran aire al horno, también deben

considerarse en la evaluación del desempeño de las centrales eléctricas reales. El efecto de las irreversibilidades en la eficiencia térmica de un ciclo de potencia de vapor se ilustra en el siguiente ejemplo.

EJEMPLO: Un ciclo de potencia de vapor real

Una central eléctrica de vapor opera en el ciclo que se muestra en la figura. Si las eficiencias isentrópicas de la turbina y la bomba son de 87 por ciento y de 85 por ciento, respectivamente, determine a) la eficiencia térmica del ciclo y b) la salida de potencia neta de la central para un flujo másico de 15 kg/s. Solución Se considera un ciclo de potencia de vapor con eficiencias especificadas para la bomba y la turbina. Se determinarán la eficiencia térmica del ciclo y la salida de potencia neta.

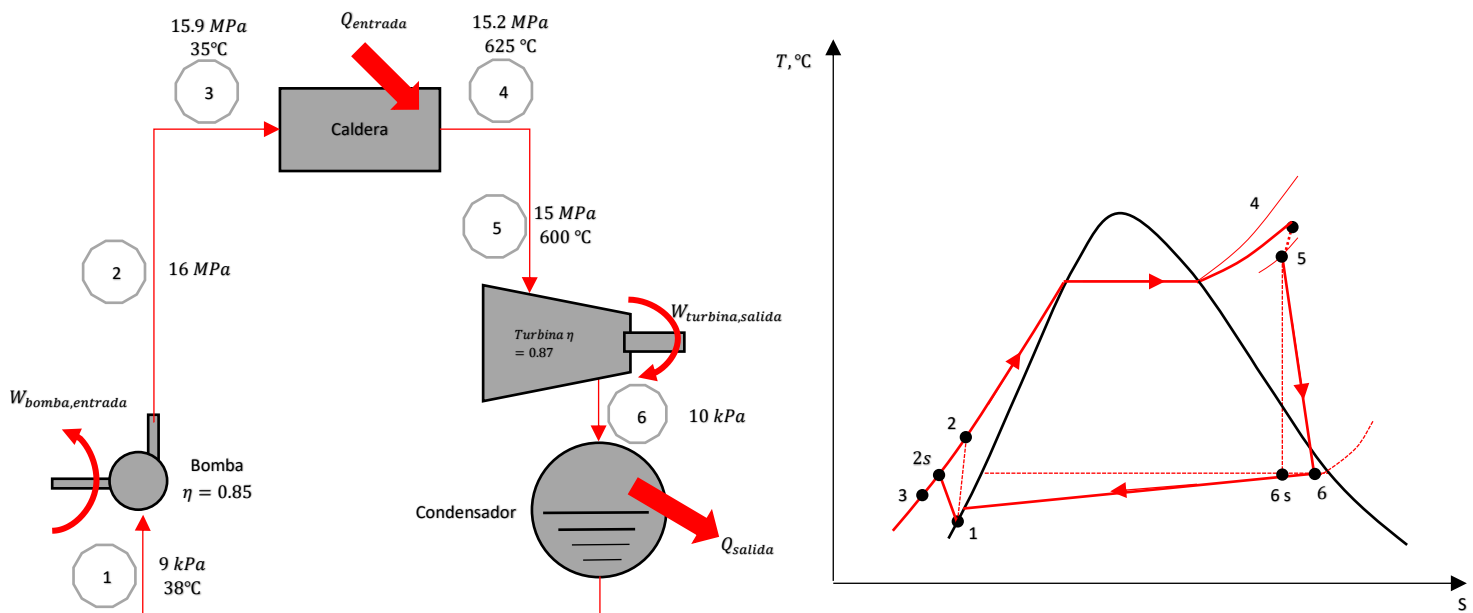


Figura 5.3.2b
Esquema y diagrama T-s

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.

Análisis:

El esquema de la central y el diagrama T-s del ciclo se muestra en la figura. Las temperaturas y presiones del vapor en diversos puntos también se indican en la figura.

Observe que la central eléctrica incluye componentes de flujo estable y opera sobre el ciclo Rankine, pero se han tomado en cuenta las imperfecciones de varios componentes.

a) La eficiencia térmica de un ciclo es la relación entre la salida neta de trabajo y la entrada de calor, y se determina como:

Entrada de trabajo de la bomba

$$\text{Estado 1: } P_1 = 9 \text{ kPa} \quad v_1 = v_2 = 0.001009 \text{ m}^3/\text{kg} \rightarrow \text{Valor por interpolación}$$

$$h_1 = h_f = 154.996 \text{ kJ/kg} \rightarrow \text{Valor por interpolación}$$

$$\text{Estado 2: } P_2 = 16 \text{ MPa} \quad s_2 = 6.7450 \text{ kJ/kg} \cdot K$$

$$w_{\text{entrada bomba}} = \frac{w_{s,\text{bomba,entrada}}}{\eta_p} = \frac{v(P_2 - P_1)}{\eta_p}$$

$$w_{\text{entrada bomba}} = \frac{(0.001009 \text{ m}^3/\text{kg}) [(16000 - 79) \text{ kPa}] \left(\frac{1 \text{ kJ}}{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3} \right)}{0.85}$$

$$w_{\text{entrada bomba}} = 19.0 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = h_1 + w_{\text{entrada bomba}} = (154.996 + 19.0) \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = 173.99 \text{ kJ/kg}$$

Salida de trabajo de la turbina

$$\text{Estado 5: } P_5 = 15 \text{ MPa} \quad h_5 = 3583.1 \text{ kJ/kg}$$

$$T_5 = 600^\circ\text{C} \quad s_5 = 6.6796 \text{ kJ/kg} \cdot K$$

$$\text{Estado 6: } P_6 = 10 \text{ kPa} \quad s_{6s} = s_5 \quad s_f = 0.6492 \text{ kJ/kg} \cdot K$$

$$h_f = 191.81 \text{ kJ/kg} \quad h_{fg} = 2392.1 \text{ kJ/kg}$$

$$x_{6s} = \frac{s_{6s} - s_f}{s_{fg}} = \frac{6.6796 - 0.6492}{7.4996} = 0.8040 \approx 80.40\%$$

$$h_{6s} = h_f + x h_{fg} = 191.81 + (0.8040)(2392.1) = 2115.05 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{\text{salida,turbina}} = \eta_T \cdot w_{s,\text{turbina,salida}}$$

$$w_{salida,turbina} = \eta_T(h_5 - h_{6s}) = (0.87)(3583.1 - 2115.3) \text{ kJ/kg}$$

$$w_{salida,turbina} = 1277.0 \text{ kJ/kg}$$

Entrada de calor a la caldera

$$\text{Estado 3: } P_3 = 15.9 \text{ MPa} \quad h_3 = h_2 + w_{entrada \text{ bomba}} = 173.99 \text{ kJ/kg}$$

$$T_3 = 35^\circ\text{C} \quad s_3 = 6.7450 \text{ kJ/kg} \cdot K$$

$$\text{Estado 4: } P_4 = 15.2 \text{ MPa} \quad h_4 = 3645.9 \text{ kJ/kg} \rightarrow \text{Valor por interpolación}$$

$$q_{entrada} = h_4 - h_3 = (3645.9 - 173.99) \text{ kJ/kg} = 3471.91 \text{ kJ/kg}$$

Por lo tanto

$$w_{neto} = w_{turbina,salida} - w_{bomba,entrada} = (1277.0 - 19.0) \text{ kJ/kg} = 1258.0 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{térmica} = \frac{w_{neto}}{q_{entrada}} = \frac{1258.0 \text{ kJ/kg}}{3471.91 \text{ kJ/kg}} = 0.36.23 \approx 36.23\%$$

b) La potencia producida por esta central eléctrica es

$$\dot{W}_{neto} = \dot{m}(w_{neto}) = (15 \text{ kg/s})(1258.0 \text{ kJ/kg}) = 18.9 \text{ MW}$$

5.3.3 EL CICLO RANKINE IDEAL CON RECALENTAMIENTO

El aumento en la presión de la caldera incrementa la eficiencia térmica del ciclo Rankine, pero que también incrementa el contenido de humedad del vapor a niveles inaceptables.

Se pueden proponer en dos posibilidades:

1. Sobrecalentar el vapor a temperaturas muy altas antes de que entre a la turbina. Ésta sería la solución deseable porque la temperatura promedio a la que se añade calor también se incrementaría, lo cual aumentaría la eficiencia del ciclo. Sin embargo, no es una solución viable ya que requiere elevar la temperatura del vapor hasta niveles metalúrgicamente inseguros.
2. Expandir el vapor en la turbina en dos etapas y recalentarlo entre ellas. En otras palabras, modificar el ciclo Rankine ideal simple con un proceso de recalentamiento. El recalentamiento es una solución práctica al problema de humedad excesiva en turbinas y es comúnmente utilizada en modernas centrales eléctricas de vapor. El diagrama T-s del

ciclo Rankine ideal con recalentamiento y el esquema de la central eléctrica que operan en este ciclo se muestran en la figura 5.3.3. El ciclo Rankine ideal con recalentamiento difiere del ciclo Rankine ideal simple en que el proceso de expansión sucede en dos etapas. En la primer (la turbina de alta presión), el vapor se expande isentrópicamente hasta una presión intermedia y regresa a la caldera donde se recalienta a presión constante, por lo general hasta la temperatura de entrada de la turbina de la primera etapa. Después, el vapor se expande isentrópicamente en la segunda etapa (turbina de baja presión) hasta la presión del condensador. De modo que la entrada de calor total y la salida total de trabajo de la turbina en un ciclo de recalentamiento vienen a ser

$$q_{entrada} = q_{primario} + q_{recalentamiento} \quad 5.15$$

$$w_{turbina,salida} = w_{turbina,I} + w_{turbina,II} = (h_3 - h_4) + (h_5 - h_6) \quad 5.16$$

La incorporación de un recalentamiento simple en una central eléctrica moderna mejora la eficiencia del ciclo en 4 o 5 por ciento, lo que incrementa la temperatura promedio a la cual el calor se transfiere al vapor. La temperatura promedio durante el proceso de recalentamiento puede incrementarse aumentando el número de etapas de expansión y recalentamiento. Cuando se hace esto, los procesos de expansión y recalentamiento se acercan a un proceso isotérmico a la temperatura máxima, como se muestra en la figura 5.3.4. Sin embargo, el uso de más de dos etapas de recalentamiento no es práctico. El mejoramiento teórico en la eficiencia del segundo recalentamiento es cercano a la mitad del originado a partir del recalentamiento simple. Si la presión de entrada de la turbina no es lo suficientemente alta, el doble recalentamiento resulta en un escape sobrecalentado. Esto es indeseable porque causaría que la temperatura promedio para el rechazo de calor aumente y de esta manera la eficiencia del ciclo disminuya. Por lo tanto, el doble recalentamiento se utiliza solamente en centrales eléctricas de presión supercrítica ($P > 22.06$ MPa). Una tercera etapa de recalentamiento incrementa la eficiencia del ciclo en casi la mitad de la mejora alcanzada por el segundo recalentamiento. Esta ganancia es tan pequeña que no justifica el costo y la complejidad adicionales.

El ciclo de recalentamiento fue introducido a mediados de la década de los veinte, pero fue abandonada en los años treinta debido a las dificultades operacionales. Con el tiempo, al final de los años cuarenta el aumento estable en las presiones de la caldera hizo necesario reintroducir un solo recalentamiento, así como el doble recalentamiento a principios de los cincuenta.

Las temperaturas de recalentamiento son muy cercanas o iguales a la temperatura de entrada a la turbina. La presión de recalentamiento óptima se acerca a un cuarto de la

presión máxima del ciclo. Por ejemplo, la presión óptima de recalentamiento para un ciclo con una presión de caldera de 12 MPa es aproximadamente de 3 MPa. Recuerde que el único propósito del ciclo de recalentamiento es reducir el contenido de humedad del vapor en las etapas finales del proceso de expansión. Si se contara con materiales que soportaran temperaturas suficiente mente altas, no habría necesidad del ciclo de recalentamiento.

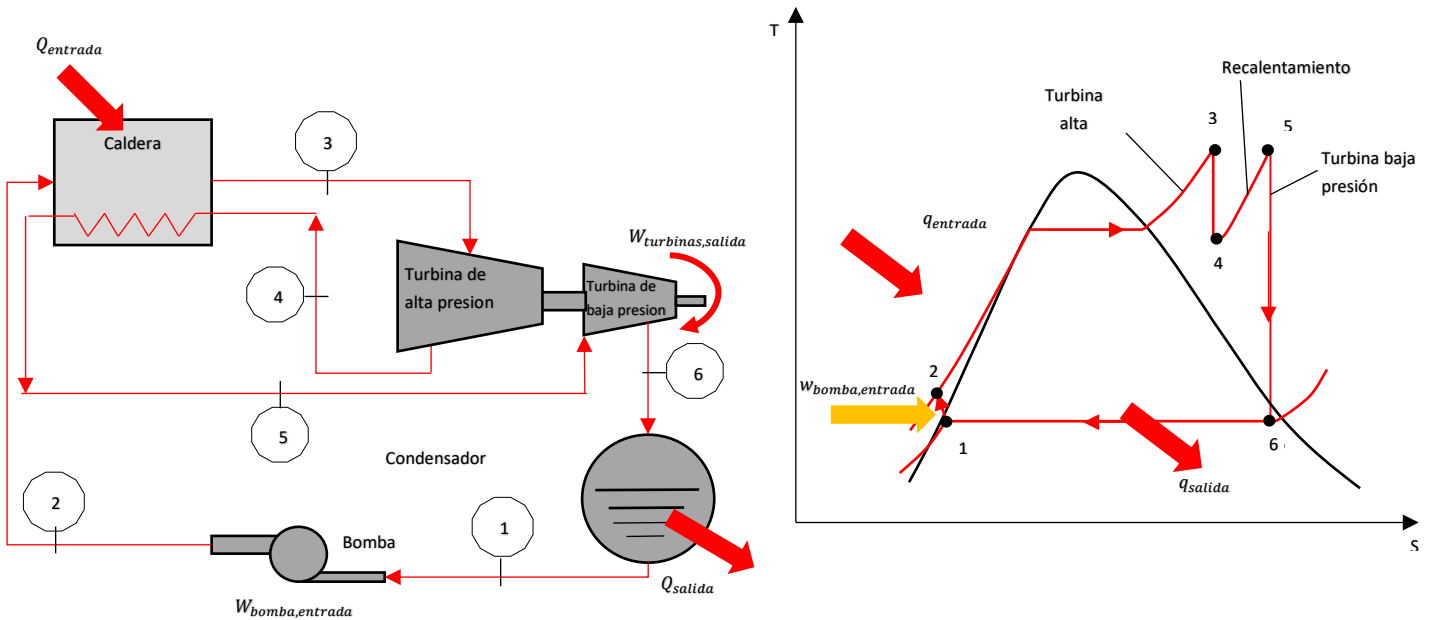


Figura 5.3.3
El ciclo Rankine ideal con recalentamiento.

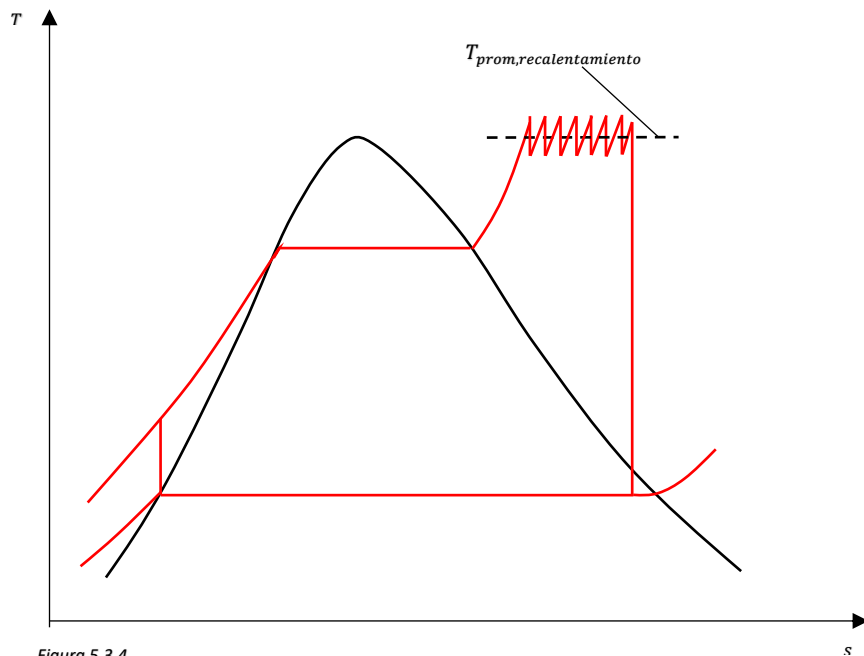


Figura 5.3.4
La temperatura promedio a la que se transfiere el calor durante el recalentamiento aumenta cuando se incrementa el número de etapas de recalentamiento.

EJEMPLO: El ciclo Rankine ideal con recalentamiento

Considere una central eléctrica de vapor que opera con el ciclo Rankine ideal con recalentamiento. El vapor entra a la turbina de alta presión a 15 MPa y 600°C y se condensa a una presión de 10 kPa. Si el contenido de humedad del vapor a la salida de la turbina de baja presión no excede de 10.4 por ciento, determine a) la presión a la que el vapor se debe recalentar y b) la eficiencia térmica del ciclo. Suponga que el vapor se recalienta hasta la temperatura de entrada de la turbina de alta presión

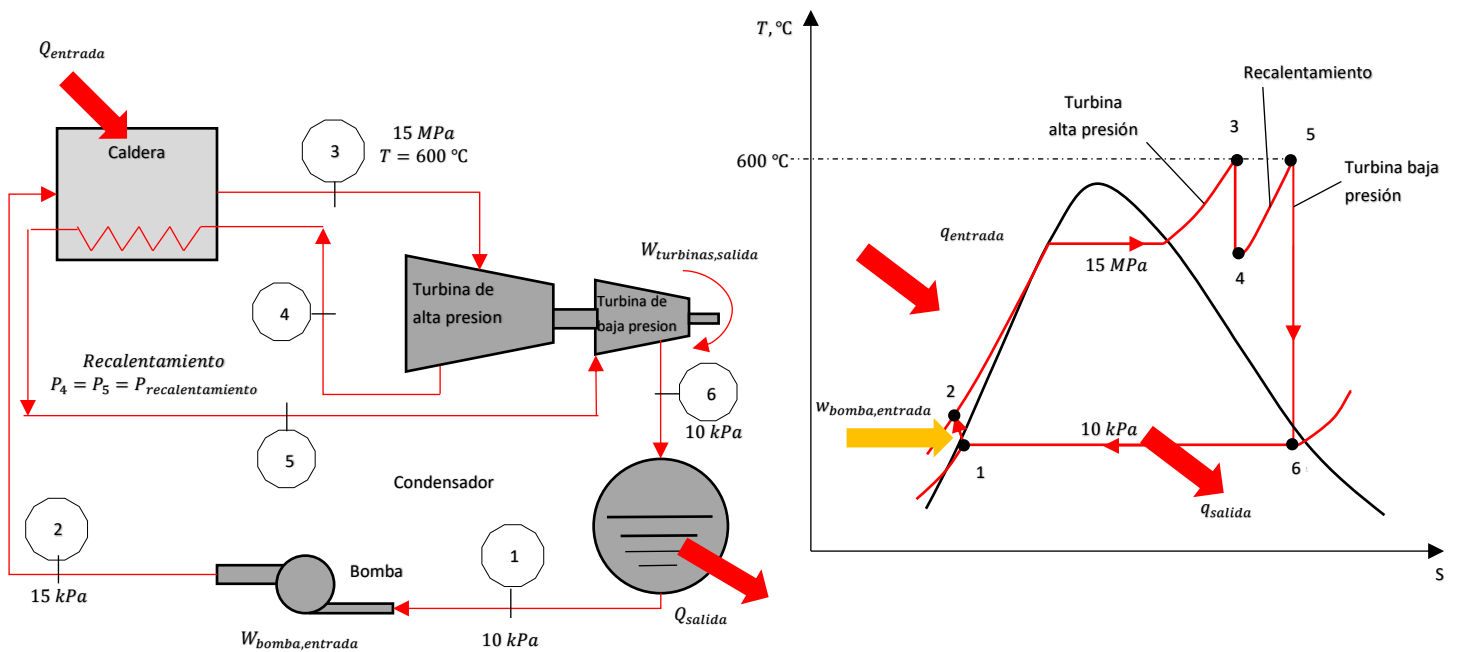


Figura
El ciclo Rankine ideal con recalentamiento.

Solución:

Se tiene una central eléctrica de vapor que opera con el ciclo Rankine ideal con recalentamiento. Se determinarán la presión de recalentamiento y la eficiencia térmica para un contenido de humedad especificado a la salida de la turbina.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.

Análisis:

El esquema de la central y el diagrama T-s del ciclo se presentan en la figura 10-13. Se observa que la central opera con el ciclo Rankine ideal con recalentamiento, la turbina y la bomba son isentrópicas, no hay caídas de presión en la caldera ni en el condensador, y el vapor sale del condensador y entra a la bomba como líquido saturado a la presión del condensador. a) La presión de recalentamiento se determina a partir del requerimiento de que las entropías en los estados 5 y 6 sean las mismas:

Estado 6 (líquido saturado): $P_6 = 10 \text{ kPa}$ $v_f = 0.00101 \text{ m}^3/\text{kg}$

$$h_f = 191.81 \text{ kJ/kg} \quad h_{fg} = 2392.1 \text{ kJ/kg}$$

$$s_f = 0.6492 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \quad s_{fg} = 7.4996 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

La calidad del vapor a la salida de la turbina de baja presión es del $x_6 = (100 - 10.6)\% = 89.6\% \approx 0.896$ (mezcla saturada)

$$x_6 = 0.896$$

$$s_6 = s_f + x_6 s_{fg} = 0.6492 + 0.896(7.4996) = 7.3688 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$h_6 = h_f + x_6 h_{fg} = 191.81 + 0.896(2392.1) = 2335.1 \text{ kJ/kg}$$

Estado 5: $T_5 = 600^\circ\text{C}$ $s_5 = s_6 = 7.3688 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ $P_5 = P_4$

En las tablas de vapor sobrecalentado a 600°C con un valor de $s_5 = 7.3688 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ la presión y la entalpía se determina por interpolación entre los valores de 4.0 MPa y 3.0 MPa

$$P_5 = 4.07 \approx 4.0 \text{ MPa}$$

$$h_5 = 3674.34 \text{ kJ/kg}$$

Por lo tanto, el vapor debe recalentarse a una presión de 4 MPa o menor para evitar un contenido de humedad superior a 10.4 por ciento.

b) Para determinar la eficiencia térmica, es necesario saber las entalpías en todos los demás estados:

Estado 1: $P_1 = 10 \text{ kPa}$ $v_1 = v_f = 0.00101 \text{ m}^3/\text{kg} \rightarrow$ líquido saturado

$$h_1 = h_f = 191.81 \text{ kJ/kg} \rightarrow$$
 líquido saturado

Estado 2: $P_2 = 15 \text{ MPa}$ $s_2 = s_1 = 6.7450 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$

$$w_{\text{entrada bomba}} = v_1(P_2 - P_1) = \left(0.00101 \text{ m}^3/\text{kg}\right) [(15000 - 10) \text{ kPa}] \left(\frac{1 \text{ kJ}}{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3}\right)$$

$$w_{\text{entrada bomba}} = 15.14 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = h_1 + w_{\text{entrada bomba}} = (191.81 + 15.14) \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = 206.95 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{Estado 3: } P_3 = 15 \text{ MPa} \quad h_3 = 3583.1 \text{ kJ/kg}$$

$$T_3 = 600^\circ\text{C} \quad s_3 = 6.6796 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$\text{Estado 4: } P_4 = 15.2 \text{ MPa} \quad s_4 = s_3 = 6.6796 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

En las tablas de vapor sobrecalentado a 4.0 MPa con un valor de $s_3 = 6.6796 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ la temperatura y la entalpía se determina por interpolación entre los valores de 350 y 400°C.

$$T_4 = 375.46^\circ\text{C}$$

$$h_4 = 3155.03 \text{ kJ/kg}$$

El calor de entrada a la caldera es:

$$q_{\text{entrada}} = (h_3 - h_2) + (h_5 - h_4) = [(3583.1 - 206.95) + (3674.6 - 3155.03)] \text{ kJ/kg}$$

$$q_{\text{entrada}} = 3896.1 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{\text{salida}} = (h_6 - h_1) = [2335.1 - 191.81] \text{ kJ/kg}$$

$$q_{\text{salida}} = 2143.3 \text{ kJ/kg}$$

La eficiencia térmica del ciclo es:

$$\eta_{\text{ter}} = 1 - \frac{q_{\text{salida}}}{q_{\text{entrada}}} = 1 - \frac{2143.3 \text{ kJ/kg}}{3896.1 \text{ kJ/kg}} = 0.450 \approx 45.0 \%$$

5.4 CICLO RANKINE IDEAL REGENERATIVO

Un examen cuidadoso del diagrama T-s del ciclo Rankine dibujado en la figura 10-14 revela que el calor se transfiere al fluido de trabajo durante el proceso 5.4.1 a una temperatura relativamente baja. Esto reduce la temperatura promedio a la que se añade el calor y por consiguiente la eficiencia del ciclo. Para remediar esta deficiencia, busquemos la manera de elevar la temperatura del líquido que sale de la bomba (llamado agua de alimentación) antes de que entre a la caldera. Una posibilidad es transferir calor al agua de alimentación del vapor de expansión en un intercambiador de calor a contraflujo integrado a la turbina, esto es, utilizar regeneración. Sin embargo, esta solución es impráctica debido a que es difícil diseñar el intercambiador de calor porque incrementaría el contenido de humedad del vapor en las etapas finales de la turbina.

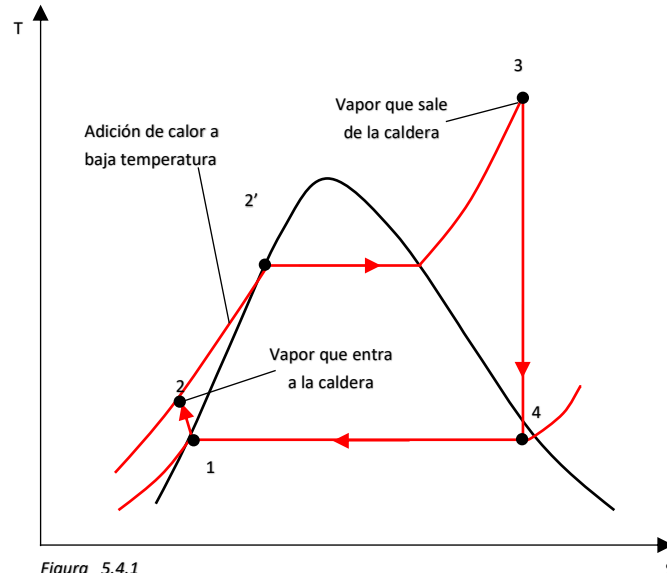


Figura 5.4.1

La primera parte del proceso de adición de calor en la caldera sucede a temperaturas relativamente bajas.

Un proceso de regeneración práctico en las centrales eléctricas de vapor se logra con la extracción o “drenado” del vapor de la turbina en diversos puntos. Este vapor, que podría producir más trabajo si se expande aún más en la turbina, se utiliza en cambio para calentar el agua de alimentación. El dispositivo donde el agua de alimentación se calienta mediante regeneración se llama regenerador o calentador de agua de alimentación (CAA).

La regeneración no sólo mejora la eficiencia del ciclo, también proporciona un medio conveniente de desaerar el agua de alimentación (al eliminar el aire que se filtra en el condensador) para evitar la corrosión en la caldera. Asimismo, ayuda a controlar el gran

flujo volumétrico del vapor en las etapas finales de la turbina (debido a los grandes volúmenes específicos a bajas presiones). Por consiguiente, la regeneración se utiliza en todas las centrales eléctricas de vapor modernas desde su introducción a principios de la década de los años veinte. Un calentador del agua de alimentación es un intercambiador de calor donde éste se transfiere del vapor al agua de alimentación mediante la mezcla de cualquiera de las dos corrientes de fluido (calentadores de agua de alimentación abiertos) o sin mezclarlas (calentadores de agua de alimentación cerrados). La regeneración con ambos tipos de calentadores de agua de alimentación se estudia a continuación.

5.4.1 CALENTADORES ABIERTOS DE AGUA DE ALIMENTACIÓN

Un calentador abierto de agua de alimentación (o de contacto directo) es básicamente una cámara de mezclado en la que el vapor extraído de la turbina se mezcla con el agua de alimentación que sale de la bomba. Ideal mente, la mezcla sale del calentador como líquido saturado a la presión del calentador. El esquema de la central eléctrica de vapor con un calentador abierto de agua de alimentación (denominado también ciclo regenerativo de una sola etapa) y el diagrama $T - s$ del ciclo se muestran en la figura 5.4.2.

En un ciclo Rankine ideal regenerativo, el vapor entra a la turbina a la presión de la caldera (estado 5) y se expande isentrópicamente hasta una presión intermedia (estado 6). Se extrae un poco de vapor en este estado y se envía al calentador de agua de alimentación, mientras el vapor restante continúa su expansión isentrópica hasta la presión del condensador (estado 7). Este vapor sale del condensador como líquido saturado a la presión del condensador (estado 1). El agua condensada, que también es llamada agua de alimentación, entra después a una bomba isentrópica, donde se comprime hasta la presión del calentador del agua de alimentación (estado 2) y se envía al calentador de agua de alimentación, donde se mezcla con el vapor extraído de la turbina. La fracción del vapor extraído es tal que la mezcla sale del calentador como líquido saturado a la presión del calentador (estado 3). Una segunda bomba eleva la presión del agua hasta la presión de la caldera (estado 4). El ciclo se completa con el calentamiento del agua en la caldera hasta el estado de entrada de la turbina (estado 5). Al analizar centrales eléctricas de vapor es más conveniente trabajar con cantidades expresadas por unidad de masa del vapor que circula por la caldera. Por cada 1 kg de vapor que sale de la caldera, y kg se expanden de manera parcial en la turbina y se extraen en el estado 6. El resto $(1 - y)$ kg se expande por

completo hasta la presión del condensador. Por consiguiente, los flujos másicos son diferentes en distintos componentes. Por ejemplo, si el flujo másico a través de la caldera es $\dot{m}$, será de $(1 - y)\dot{m}$ a través del condensador. Este aspecto del ciclo Rankine regenerativo debe considerarse en el análisis del ciclo, así como en la interpretación de las áreas en el diagrama T-s. De acuerdo con la figura 5.4.2, el calor y las interacciones de trabajo de un ciclo Rankine regenerativo con un calentador de agua de alimentación pueden expresarse por unidad de masa de vapor que fluye a través de la caldera como:

$$q_{entrada} = (h_4 - h_5) \quad 5.17$$

$$q_{salida} = (1 - y)(h_7 - h_1) \quad 5.18$$

$$W_{turbina, salida} = (h_5 - h_6) + (1 - y)(h_6 - h_7) \quad 5.19$$

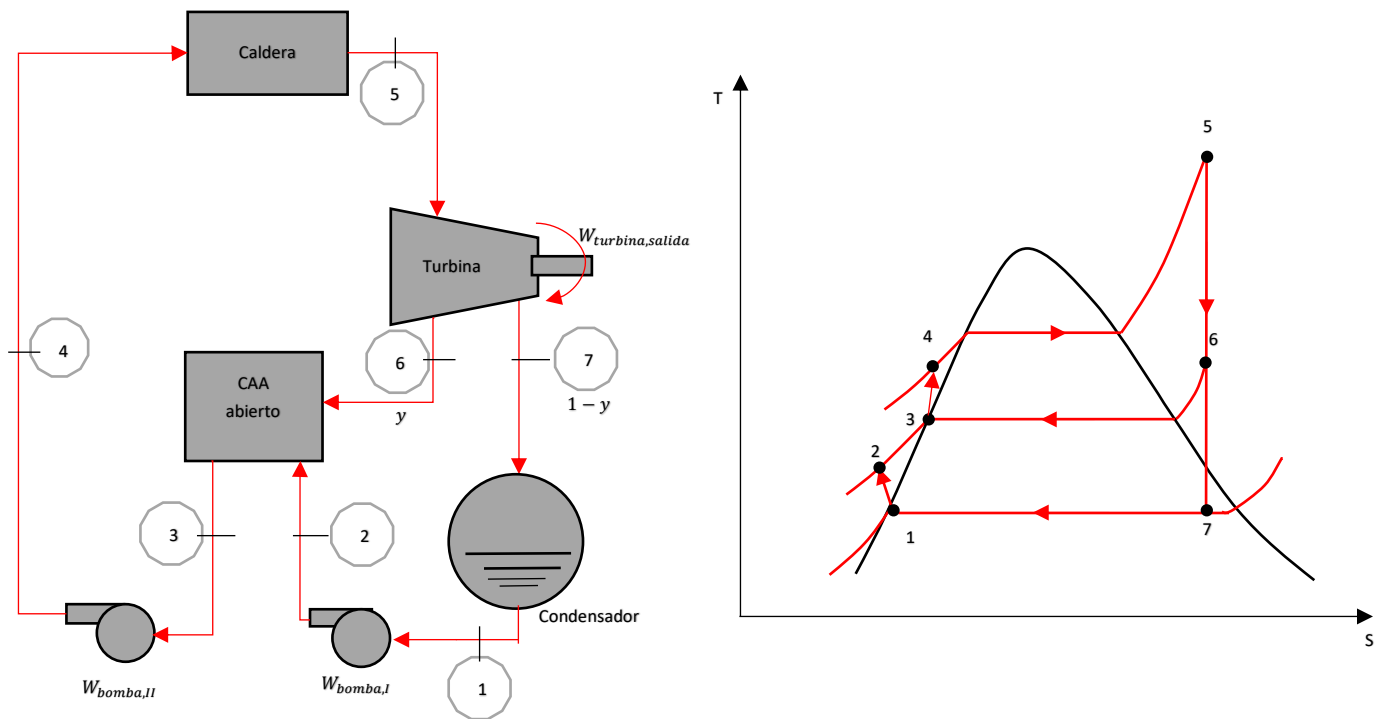


Figura 5.4.2
Ciclo Rankine ideal regenerativo con un calentador abierto de agua de alimentación.

Donde

$$y = \dot{m}_6 / \dot{m}_5 \quad (\text{fracción del vapor extraído}) \quad 5.20$$

$$W_{bomba I, entrada} = v_1(P_2 - P_1) \quad 5.21$$

$$W_{bomba II, entrada} = v_3(P_4 - P_3) \quad 5.22$$

La eficiencia térmica del ciclo Rankine aumenta como resultado de la regeneración. Esto se debe a que la regeneración eleva la temperatura promedio a la que el calor se transfiere al vapor en la caldera aumentando la temperatura del agua antes de que entre a la caldera. La eficiencia del ciclo se incrementa aún más cuando aumenta el número de calentadores de agua de alimentación. Muchas grandes centrales que operan en la actualidad utilizan hasta ocho calentadores de agua de alimentación; el número óptimo se determina con base en consideraciones económicas. El uso de un calentador de agua de alimentación adicional no puede ser justificado a menos que ahorre más en relación con los costos del combustible que respecto a su propio costo

5.4.2 CALENTADORES CERRADOS DE AGUA DE ALIMENTACIÓN

Otro tipo de calentador de agua de alimentación frecuentemente utilizado en las centrales eléctricas de vapor es el calentador cerrado de agua de alimentación, en el cual el calor se transfiere del vapor extraído hacia el agua de alimentación sin que suceda ninguna mezcla. Las dos corrientes pueden estar a presiones diferentes, puesto que no se mezclan. El esquema de la central eléctrica de vapor con un calentador cerrado de agua de alimentación y el diagrama T-s del ciclo se muestran en la figura 5.4.3.

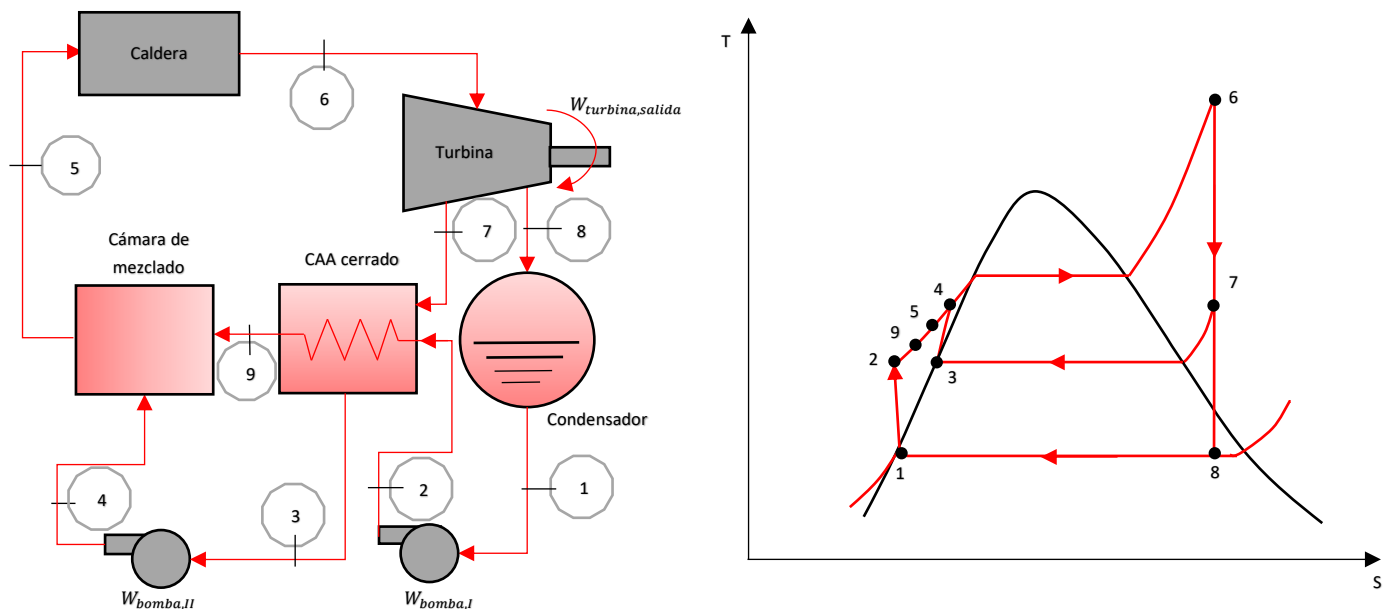


Figura 5.4.3
Ciclo Rankine ideal regenerativo con un calentador cerrado de agua de alimentación.

En un calentador cerrado de agua de alimentación ideal el agua de alimentación se calienta hasta la temperatura de salida del vapor extraído, que idealmente sale del calentador como líquido saturado a la presión de extracción. En las centrales eléctricas reales, el agua de alimentación sale del calentador bajo una temperatura menor a la de salida del vapor extraído porque se requiere una diferencia de temperatura de al menos unos cuantos grados para conseguir cualquier transferencia de calor efectiva. Después, el vapor condensado se bombea a la línea del agua de alimentación o se envía a otro calentador o al condensador mediante un dispositivo llamado trampa, la cual permite que el líquido sea estrangulado hasta una región de presión inferior, pero atrapa el vapor. La entalpía del vapor permanece constante durante este proceso de estrangulación.

Los calentadores abiertos y cerrados de agua de alimentación pueden ser comparados de la siguiente manera. Los abiertos son simples y económicos y tienen buenas características para la transferencia de calor. También llevan al agua de alimentación al estado de saturación.

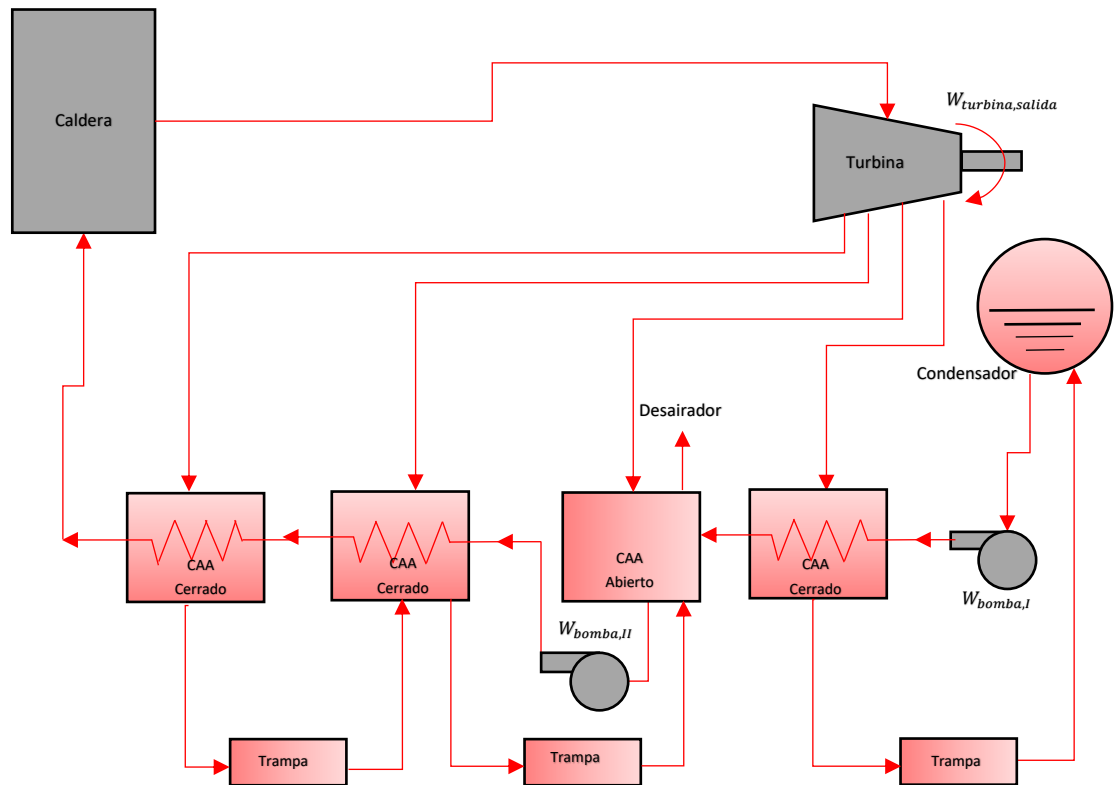


Figura 5.4.4

Una central eléctrica de vapor con un calentador abierto y tres calentadores cerrados de agua de alimentación

Sin embargo, cada calentador requiere una bomba para manejar el agua de alimentación. Por su parte, los cerrados son más complejos debido a la red de tuberías internas, de manera que resultan más caros. La transferencia de calor en los calentadores cerrados de agua de alimentación es menos efectiva porque no se permite que las dos corrientes entren en contacto directo. No obstante, los calentadores cerrados de agua de alimentación no requieren una bomba independiente para cada calentador, ya que el vapor extraído y el agua de alimentación pueden estar a presiones diferentes. La mayor parte de las centrales eléctricas de vapor utilizan una combinación de calentadores abiertos y cerrados, de agua de alimentación, como se muestra en la figura 5.4.4.

EJEMPLO: El ciclo Rankine ideal regenerativo

Considere una central eléctrica de vapor que opera en un ciclo Rankine ideal regenerativo con un calentador abierto de agua de alimentación. El vapor entra a la turbina a 15 MPa y 600°C, y se condensa en el condensador a una presión de 10 kPa. Un poco de vapor sale de la turbina a una presión de 1.2 MPa y entra al calentador abierto de agua de alimentación. Determine la fracción de vapor extraída de la turbina y la eficiencia térmica del ciclo.

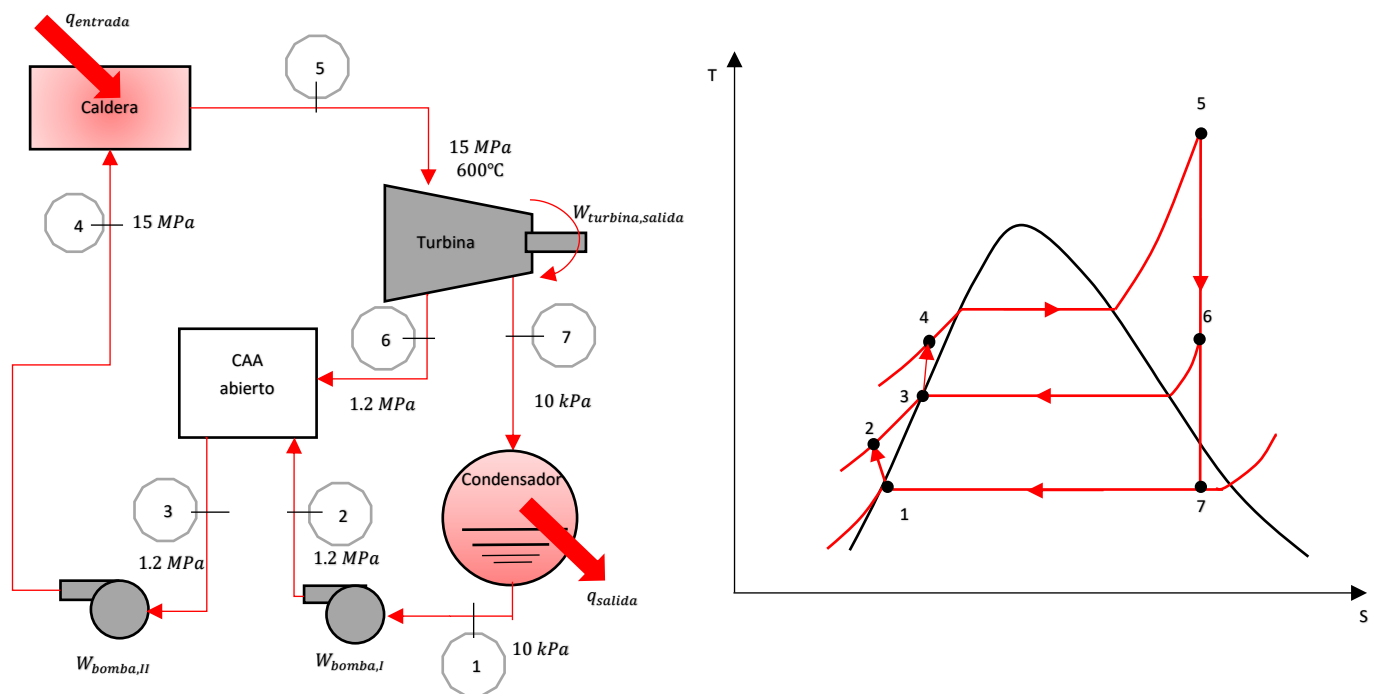


Figura
Esquema y diagrama T-s para el ejemplo

Solución:

Se tiene una central eléctrica de vapor que opera en un ciclo Rankine ideal regenerativo con un calentador abierto de agua de alimentación. Se determinarán la fracción de vapor extraída de la turbina y la eficiencia térmica.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.

Análisis: El esquema de la central eléctrica y el diagrama $T - s$ del ciclo se muestra en la figura. Se observa que la central eléctrica opera en un ciclo Rankine ideal regenerativo, por consiguiente, las turbinas y las bombas son isentrópicas; no hay caídas de presión en la caldera ni en el condensador, tampoco en el calentador de agua de alimentación; y el vapor sale del condensador y del calentador de agua de alimentación como líquido saturado.

Primero, determine las entalpías en diferentes estados:

Estado 1 (líquido saturado):

$$P_1 = 10 \text{ kPa} \quad h_1 = h_{f@10 \text{ kPa}} = 191.81 \text{ kJ/kg} \quad v_1 = v_{f@10 \text{ kPa}} = 0.00101 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Estado 2:

$$P_2 = 1.2 \text{ MPa} \quad s_2 = s_1 \quad v_1 = v_{f@10 \text{ kPa}} = 0.00101 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$W_{\text{bomba I, entrada}} = v_1(P_2 - P_1) = (0.00101 \text{ m}^3/\text{kg})[(1200 - 10)]\text{kPa} \left(\frac{1 \text{ kJ/kg}}{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3} \right)$$

$$h_2 = h_1 + W_{\text{bomba I, entrada}} = (191.81 + 1.20) \text{ kJ/kg} = 193.01 \text{ kJ/kg}$$

Estado 3 (líquido saturado):

$$P_3 = 1.2 \text{ MPa} \quad h_3 = h_{f@1.2 \text{ MPa}} = 798.33 \text{ kJ/kg} \quad v_3 = v_{f@1.2 \text{ MPa}} = 0.001138 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Estado 3:

$$P_4 = 15 \text{ MPa} \quad s_4 = s_3$$

$$W_{\text{bomba II, entrada}} = v_3(P_4 - P_3) = (0.001138 \text{ m}^3/\text{kg})[(1500 - 1200)]\text{kPa} \left(\frac{1 \text{ kJ/kg}}{1 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3} \right)$$

$$W_{bomba II, entrada} = 15.70 \text{ kJ/kg}$$

$$h_4 = h_3 + W_{bomba II, entrada} = (798.33 + 15.70) \text{ kJ/kg} = 814.03 \text{ kJ/kg}$$

Estado 5:

$$P_5 = 15 \text{ MPa} \quad h_5 = 3583.1 \text{ kJ/kg}$$

$$T_5 = 600^\circ\text{C} \quad s_5 = 6.6796 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Estado 6: Para determinar la temperatura se obtiene por interpolación

$$P_6 = 1.2 \text{ MPa} \quad h_6 = 2860.2 \text{ kJ/kg}$$

$$s_6 = s_5 \quad T_6 = 600^\circ\text{C}$$

Estado 7:

$$P_7 = 10 \text{ kPa} \quad s_7 = s_5$$

$$x_7 = \frac{s_7 - s_f}{s_{fg}} = \frac{6.6796 - 0.6492}{7.4996} = 0.8041$$

$$h_7 = h_f + x_7 h_{fg} = 191.81 + 0.8041(2392.1) = 2115.3 \text{ kJ/kg}$$

El análisis de energía de los calentadores abiertos de agua de alimentación es idéntico al de las cámaras de mezclado. Los calentadores de agua de alimentación por lo general están bien aislados ($\dot{Q} = 0$) y no involucran ninguna interacción de trabajo ($\dot{W} = 0$). Si se ignoran las energías cinética y potencial de las corrientes, el balance de energía para un calentador de agua de alimentación se reduce a

$$\dot{E}_{entrada} = \dot{E}_{salida} \rightarrow \sum_{entrada} \dot{m}h = \sum_{salida} \dot{m}h$$

$$yh_6 + (1 - y)h_2 = 1h_3$$

donde y es la fracción de vapor extraído de la turbina ($\dot{m}_6/\dot{m}_5$). Al resolver para y y sustituir los valores de entalpía se obtiene

$$y = \frac{h_3 - h_2}{h_6 - h_2} = \frac{798.33 - 193.01}{2860.2 - 193.01} = 0.2270$$

Por consiguiente

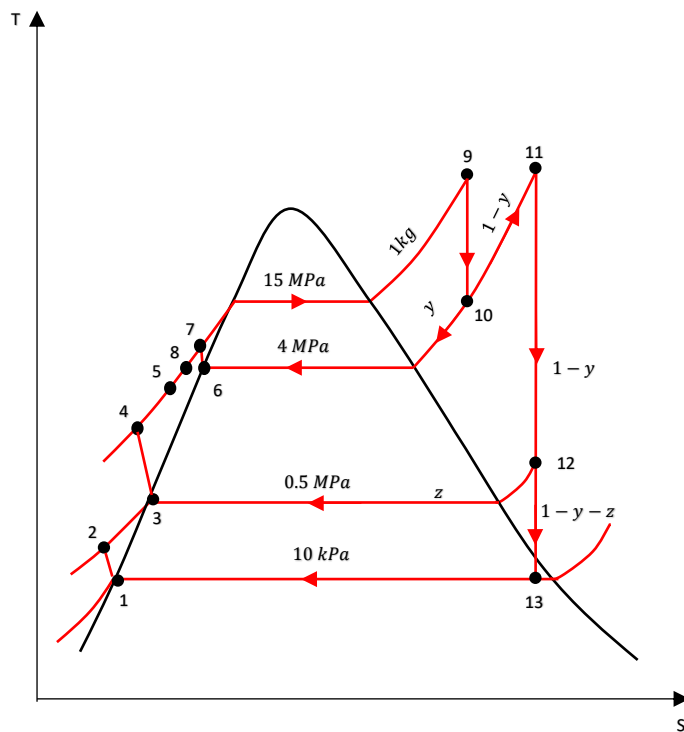
$$q_{entrada} = h_5 - h_4 = (3568. - 814.03) \text{ kJ/kg} = 2769.1 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{salida} = h_5 - h_4 = (3568. - 814.03) \text{ kJ/kg} = 1486.9 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{ter} = 1 - \frac{q_{salida}}{q_{entrada}} = 1 - \frac{1486.9 \text{ kJ/kg}}{2769.1 \text{ kJ/kg}} = 0.463 \approx 46.3\%$$

EJEMPLO: El ciclo Rankine ideal regenerativo con recalentamiento

Considere una central eléctrica de vapor que opera en un ciclo Rankine ideal regenerativo con recalentamiento, con dos calentadores de agua de alimentación, uno abierto y otro cerrado, además de un recalentador. El vapor entra a la turbina a 15 MPa y 600°C y se condensa a una presión de 10 kPa. Algo de vapor se extrae de la turbina a 4 MPa para el calentador cerrado, mientras que el resto se recalienta a la misma presión hasta 600°C. El vapor extraído se condensa por completo en el calentador y se bombea hasta 15 MPa antes de mezclarse con el agua de alimentación a la misma presión. El vapor para el calentador abierto se extrae de la turbina de baja presión a una presión de 0.5 MPa. Determine la fracción de vapor extraído de la turbina, así como la eficiencia térmica del ciclo.



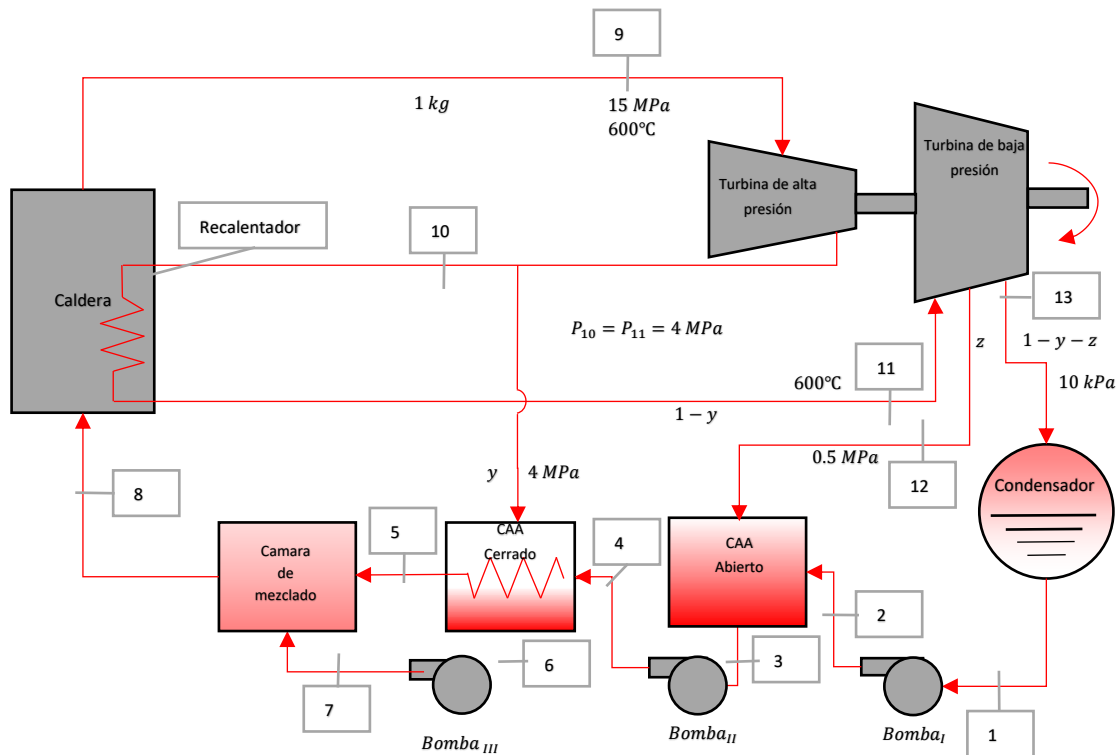


Figura
Una central eléctrica de vapor con un calentador abierto y tres calentadores cerrados de agua de alimentación

Solución: Se tiene una central eléctrica de vapor que opera en un ciclo Rankine ideal regenerativo con recalentamiento, equipada con un calentador abierto de agua de alimentación, otro cerrado de agua de alimentación y un recalentador. Se determinarán la fracción de vapor extraído de la turbina y la eficiencia térmica.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.
3. En ambos calentadores de agua de alimentación, abierto y cerrado, el agua de alimentación es calentada a una temperatura de saturación a la presión del calentador de agua de alimentación. (Observe que ésta es una suposición conservadora porque el vapor extraído entra al calentador cerrado a 376°C y la temperatura de saturación a una presión de 4 MPa es de 250°C.)

Análisis: El esquema de la central eléctrica y el diagrama T-s del ciclo se muestran en la figura. La central eléctrica opera en un ciclo Rankine ideal regenerativo con recalentamiento

y por lo tanto las bombas y las turbinas son isentrópicas; no hay caídas de presión en la caldera, el recalentador, el condensador y los calentadores de agua de alimentación; además, el vapor sale del condensador y de los calentadores de agua de alimentación como líquido saturado. Las entalpías en los diversos estados y el trabajo de las bombas por unidad de masa del fluido que circula a través de ellas son

$$\begin{aligned}
 h_1 &= 191.81 \text{ kJ/kg} & h_9 &= 3155.0 \text{ kJ/kg} \\
 h_2 &= 192.30 \text{ kJ/kg} & h_{10} &= 3155.0 \text{ kJ/kg} \\
 h_3 &= 640.09 \text{ kJ/kg} & h_{11} &= 3674.9 \text{ kJ/kg} \\
 h_4 &= 643.92 \text{ kJ/kg} & h_{12} &= 3014.8 \text{ kJ/kg} \\
 h_5 &= 1087.4 \text{ kJ/kg} & h_{13} &= 2335.7 \text{ kJ/kg} \\
 h_6 &= 1087.4 \text{ kJ/kg} & w_{\text{bomba I, entrada}} &= 0.49 \text{ kJ/kg} \\
 h_7 &= 1101.2 \text{ kJ/kg} & w_{\text{bomba II, entrada}} &= 3.83 \text{ kJ/kg} \\
 h_8 &= 1089.8 \text{ kJ/kg} & w_{\text{bomba III, entrada}} &= 13.77 \text{ kJ/kg}
 \end{aligned}$$

Las fracciones de vapor extraído se determinan a partir de los balances de masa y de energía de los calentadores de agua de alimentación: Calentador cerrado de agua de alimentación:

$$\begin{aligned}
 \dot{E}_{\text{entrada}} &= \dot{E}_{\text{salida}} \\
 y h_{10} + (1 - y) h_4 &= (1 - y) h_5 + y h_6 \\
 y &= \frac{h_5 - h_4}{(h_{10} - h_6) + (h_5 - h_4)} = \frac{1087.4 - 643.92}{(3155.0 - 1087.4) - (1087.4 - 643.92)} = 0.1766
 \end{aligned}$$

Calentador abierto de agua de alimentación:

$$\begin{aligned}
 \dot{E}_{\text{entrada}} &= \dot{E}_{\text{salida}} \\
 z h_{12} + (1 - y - z) h_2 &= (1 - y) h_3 \\
 z &= \frac{(1 - y)(h_3 - h_2)}{(h_{12} - h_2)} = \frac{(1 - 0.1766)(640.09 - 192.30)}{(3014.8 - 192.30)} = 0.1366
 \end{aligned}$$

La entalpia en el estado 8 se determina al emplear las ecuaciones de conservación de masa y energía de la cámara de mezclado que es considerada asilada.

$$\dot{E}_{\text{entrada}} = \dot{E}_{\text{salida}}$$

$$\begin{aligned}
 (1)h_8 &= (1 - y)h_5 + yh_7 \\
 h_8 &= (1 - 0.1766)(1087.4) \text{ kJ/kg} + 0.1766(1101.2) \text{ kJ/kg} \\
 &= 1089.8 \text{ kJ/kg}
 \end{aligned}$$

Por consiguiente

$$\begin{aligned}
 q_{entrada} &= (h_9 - h_8) + (1 - y)(h_{11} - h_{10}) \\
 &= (3155.0 - 1089.8) \text{ kJ/kg} + (1 - 0.1766)(3674.9 - 3155.0) \text{ kJ/kg} = 2921.4 \text{ kJ/kg}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 q_{salida} &= (1 - y - z)(h_{13} - h_1) = (1 - 0.1766 - 0.1366)(2335.7 - 191.81) \text{ kJ/kg} \\
 &= 1485.3 \text{ kJ/kg}
 \end{aligned}$$

Y

$$\begin{aligned}
 \eta_{ter} &= 1 - \frac{q_{salida}}{q_{entrada}} = 1 - \frac{1485.3 \text{ kJ/kg}}{2921.4 \text{ kJ/kg}} = 0.492 \approx 49.2\% \\
 \eta_{ter} &= \frac{w_{neto}}{q_{entrada}} = \frac{w_{turbina\ salida} - w_{bomba\ entrada}}{q_{entrada}}
 \end{aligned}$$

Donde

$$w_{turbina\ salida} = (h_9 - h_{10}) + (1 - y)(h_{11} - h_{12}) + (1 - y - z)(h_{12} - h_{13})$$

$$w_{bomba\ entrada} = (1 - y - z)w_{bomba\ I, entrada} + (1 - y)w_{bomba\ II, entrada} + (y)w_{bomba\ III, entrada}$$

Asimismo, si suponemos que el agua de alimentación sale del calentador cerrado de agua de alimentación (CAA) como líquido saturado a 15 MPa (y por lo tanto a $T_5 = 342^\circ\text{C}$ y

$h_5 = 1610.3 \text{ kJ/kg}$ se puede demostrar que la eficiencia térmica será 50.6.

5.5 CICLO BRAYTON

El ciclo Brayton fue propuesto por George Brayton por vez primera para usar lo en el motor reciprocante que quemaba aceite desarrollado por él alrededor de 1870. Actualmente se utiliza en turbinas de gas donde los procesos tanto de compresión como de expansión suceden en maquinaria rotatoria. Las turbinas de gas generalmente operan en un ciclo abierto, como se observa en la figura 5.5.1. y 5.5.2.

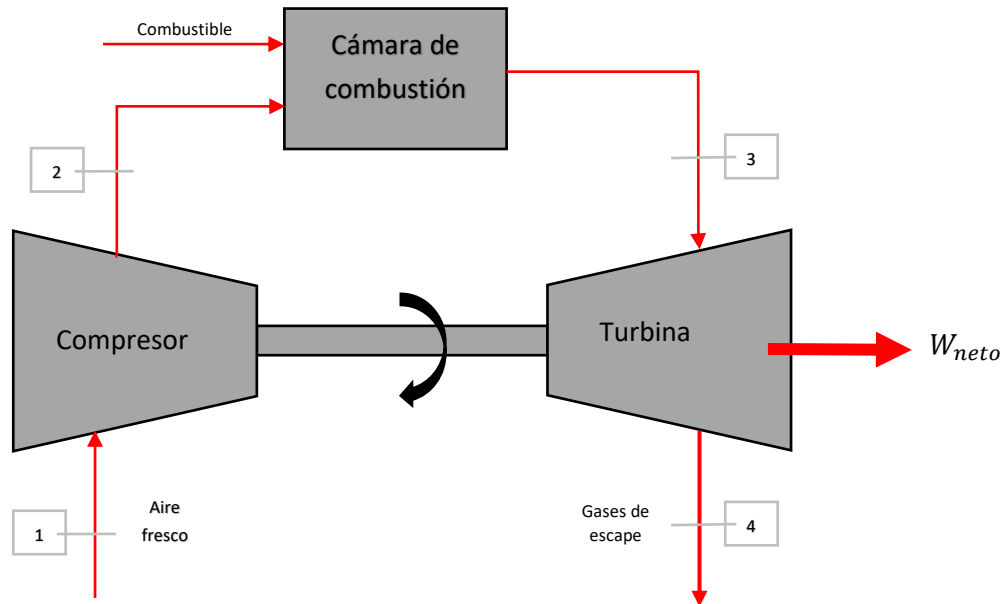


Figura 5.5.1
Un motor de turbina de gas abierto

Se introduce aire fresco en condiciones ambiente dentro del compresor, donde su temperatura y presión se eleva. El aire de alta presión sigue hacia la cámara de combustión, donde el combustible se quema a presión constante. Los gases de alta temperatura que resultan entran a la turbina, donde se expanden hasta la presión atmosférica, produciendo potencia. Los gases de escape que salen de la turbina se expulsan hacia fuera (no se recirculan), causando que el ciclo se clasifique como un ciclo abierto. El ciclo de turbina de gas abierto descrito anteriormente puede modelarse como un ciclo cerrado, como se indica en la figura 5.5.2, empleando las sus posiciones de aire estándar. En este caso los procesos de compresión y expansión permanecen iguales, pero el proceso de combustión se sustituye por uno de adición de calor a presión constante desde una fuente externa, mientras que el proceso de escape se reemplaza por otro de rechazo de calor a presión constante hacia el aire ambiente.

El ciclo ideal que el fluido de trabajo experimenta en este ciclo cerrado es el ciclo Brayton, el cual está integrado por cuatro procesos internamente reversibles:

1-2 Compresión isentrópica (en un compresor)

2-3 Adición de calor a presión constante

3-4 Expansión isentrópica (en una turbina)

4-1 Rechazo de calor a presión constante

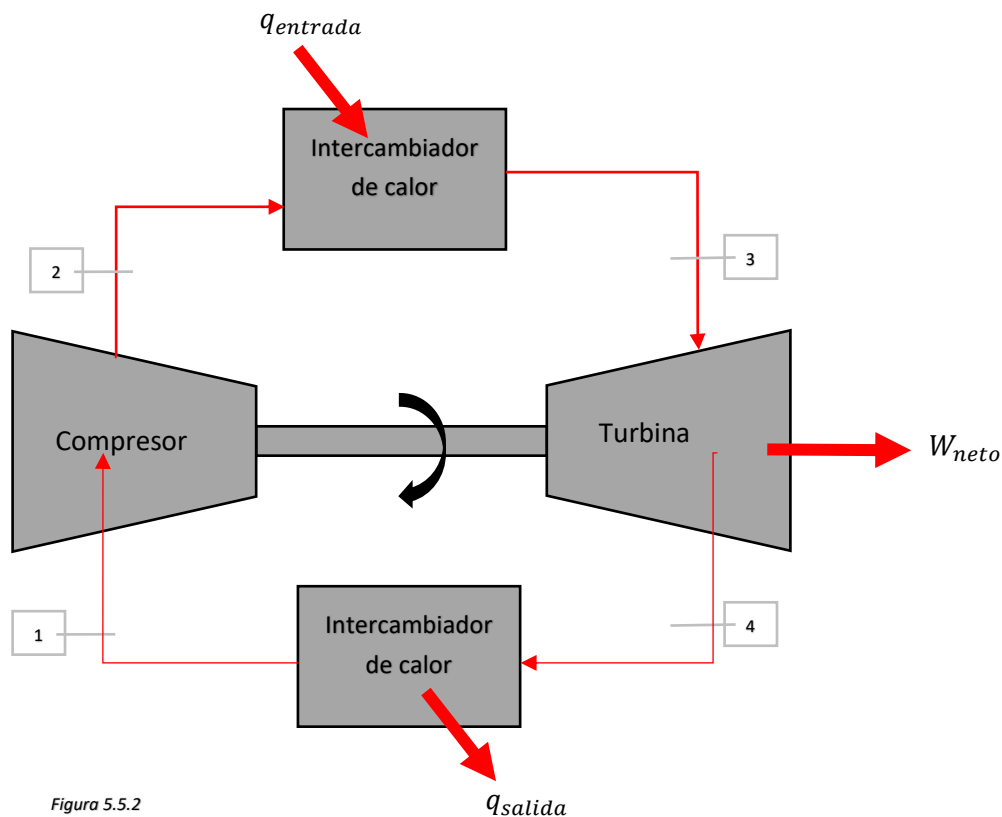


Figura 5.5.2
Un motor de turbina de gas de ciclo cerrado

Los diagramas $T - s$ y $P - v$ de un ciclo Brayton ideal se muestran en la figura 5.5.3. Observe que los cuatro procesos del ciclo Brayton se ejecutan en dispositivos de flujo estable, por lo tanto, deben analizarse como procesos de flujo estable. Cuando los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes, el balance de energía para un proceso de flujo estable puede expresarse, por unidad de masa, como

$$(q_{entrada} - q_{salida}) + (w_{entrada} - w_{salida}) = h_{salida} - h_{entrada} \quad 5.23$$

Por lo tanto, la transferencia de calor hacia y desde el fluido de trabajo es

$$q_{entrada} = h_3 - h_2 = C_p(T_3 - T_2) \quad 5.24$$

Y

$$q_{salida} = h_4 - h_1 = C_p(T_4 - T_1) \quad 5.25$$

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo Brayton ideal bajo las suposiciones de aire frío estándar se convierte en

$$\eta_{ter} = \frac{w_{neto}}{q_{entrada}} = 1 - \frac{q_{salida}}{q_{entrada}} = 1 - \frac{C_p(T_4 - T_1)}{C_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1(T_4/T_1 - 1)}{T_2(T_3/T_2 - 1)} \quad 5.26$$

Los procesos 1-2 y 3-4 son isentrópicos, por lo que $P_2 = P_3$ y $P_4 = P_1$. Por lo tanto,

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(k-1)/k} = \left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{(k-1)/k} = \frac{T_3}{T_4} \quad 5.27$$

Al sustituir estas ecuaciones en la relación de eficiencia térmica y al simplificar, se obtiene

$$\eta_{ter, Brayton} = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} \quad 5.28$$

Donde

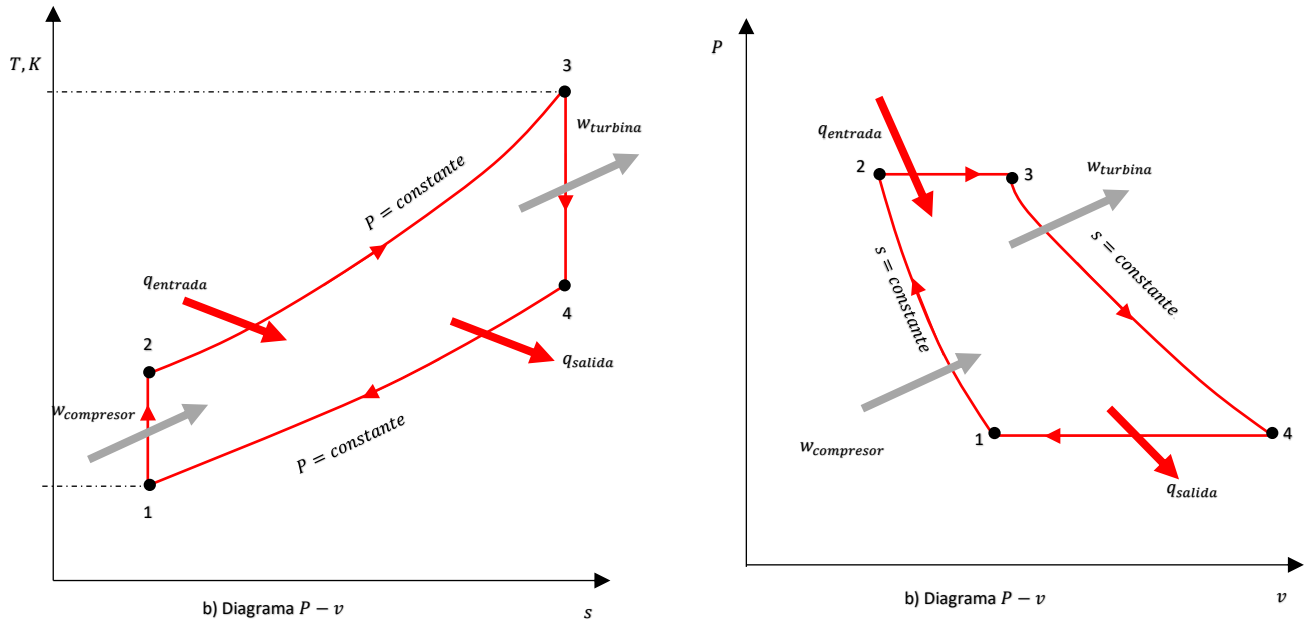


Figura 5.5.3
Diagramas T-s y P-v para un ciclo Brayton ideal.

$$r_p = \frac{P_2}{P_1} \quad 5.29$$

es la relación de presión y k la relación de calores específicos. En la ecuación 5.29 se muestra que bajo las suposiciones de aire frío estándar la eficiencia térmica de un ciclo Brayton ideal depende de la relación de presiones de la turbina de gas y de la relación de calores específicos del fluido de trabajo. La eficiencia térmica aumenta con ambos parámetros, que también es el caso para las turbinas de gases reales. Una gráfica de la eficiencia térmica contra la relación de presiones se presenta en la figura 5.5.4 para $k = 1.4$, el cual es el valor de la relación de calores específicos del aire a temperatura ambiente. La temperatura más alta en el ciclo ocurre al final del proceso de combustión (estado 3) y está limitada por la temperatura máxima que los alabes de la turbina pueden resistir. Esto también limita las relaciones de presión que pueden utilizarse en el ciclo. Para una temperatura de entrada fija de la turbina T_3 , la salida de trabajo neto por ciclo aumenta con la relación de presiones, alcanza un máximo y después empieza a disminuir, como se observa en la figura 5.5.5.

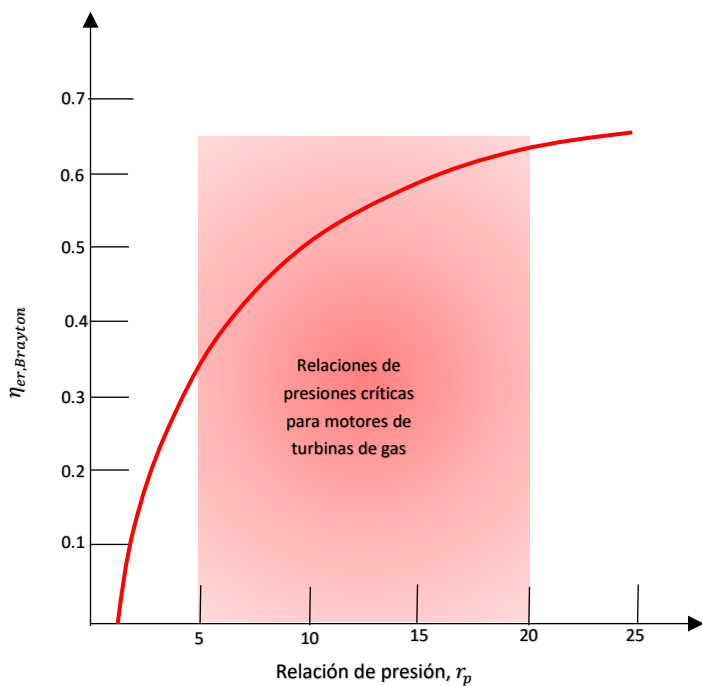


Figura 5.5.4
Eficiencia térmica de un ciclo Brayton ideal como una función de la relación de presión.

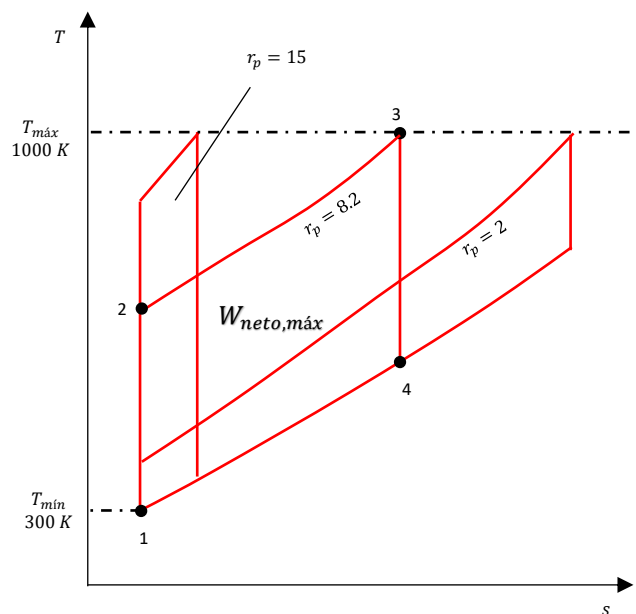


Figura 5.5.5
Para valores fijos de $T_{\text{máx}}$ y $T_{\text{mín}}$, el trabajo neto del ciclo Brayton aumenta primero con la relación de presión, después alcanza un máximo a $p = \left(\frac{T_{\text{máx}}}{T_{\text{mín}}} \right)^{k/[2(k-1)]}$ y finalmente disminuye

Por lo tanto, debe haber un compromiso entre la relación de presión (por consiguiente, la eficiencia térmica) y la salida de trabajo neto. Con una menor salida de trabajo por ciclo se necesita una tasa de flujo másico más grande (y de este modo un sistema mayor) para

mantener la misma salida de potencia, lo cual no puede ser económico. En muchos diseños comunes la relación de presión de turbinas de gas varía de 11 a 16.

En turbinas de gas el aire realiza dos importantes funciones: suministra el oxidante necesario para la combustión del combustible y sirve como un refrigerante para mantener la temperatura de diversos componentes dentro de límites seguros. La segunda función se realiza al extraer más aire del necesario para la combustión completa del combustible. En turbinas de gas una relación de masa de aire y combustible de 50 o mayor es muy común. Por lo tanto, en un análisis del ciclo, considerar como aire a los gases de combustión no causará un error significativo. Además, el flujo másico por la turbina será más grande que a través del compresor, pues la diferencia es igual al flujo másico del combustible. Así, suponer una tasa de flujo másico constante en el ciclo produce resultados conservadores en motores de turbinas de gas de circuito abierto.

Las dos principales áreas de aplicación de las turbinas de gas son la propulsión de aviones y la generación de energía eléctrica. Cuando se emplean en propulsión de aviones, la turbina de gas produce la potencia suficiente para accionar tanto al compresor como a un pequeño generador que a su vez acciona al equipo auxiliar. Los gases de escape de alta velocidad son los responsables de producir el empuje necesario para impulsar la aeronave. Las turbinas de gas también se utilizan como centrales eléctricas estacionarias que producen energía eléctrica como unidades independientes o en conjunto con las centrales eléctricas de vapor en el lado de alta temperatura.

En estas centrales los gases de escape de las turbinas de gas sirven como fuente de calor para el vapor. El ciclo de turbina de gas también puede ejecutarse como un ciclo cerrado para su utilización en centrales nucleares, en las que el fluido de trabajo no se limita al aire y puede emplearse un gas con características más convenientes (como el helio). La mayor parte de las flotas navales del mundo occidental ya utilizan motores de turbinas de gas para propulsión y para la generación de energía eléctrica. Las turbinas de gas General Electric LM2500 utilizadas para impulsar barcos tienen una eficiencia térmica de ciclo sencillo de 37 por ciento. Las turbinas de gas General Electric WR-21 equipadas con interenfriamiento y regeneración tienen una eficiencia térmica de 43 por ciento y producen 21.6 MW (29 040 hp). La regeneración también reduce la temperatura de escape de 600°C (1 100°F) a 350°C (650°F). El aire se comprime a 3 atm antes de entrar al interenfriador. Comparadas con la turbina de vapor y los sistemas de propulsión diésel, la turbina de gas ofrece mayor potencia para determinado tamaño y peso, alta confiabilidad, larga vida y operación más

conveniente. El tiempo de arranque de la máquina se ha reducido de 4 horas requeridas para un sistema de propulsión típico, a menos de 2 minutos para una turbina de gas.

Muchos sistemas de propulsión marina modernos utilizan turbinas de gas junto con motores diésel debido al alto consumo de combustible de los motores de turbinas de gas de ciclo simple. En sistemas combinados de diésel y turbinas de gas, el diésel se utiliza para proporcionar de manera eficiente baja potencia y operación de crucero, mientras que la turbina de gas se emplea cuando se necesitan altas velocidades.

En las centrales eléctricas de turbina de gas, la relación entre el trabajo del compresor y el trabajo de la turbina, denominada relación del trabajo de retroceso, es muy alta (Figura 5.5.6).

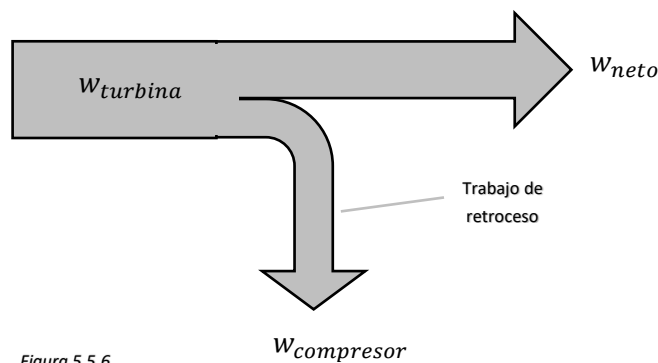


Figura 5.5.6

La fracción de trabajo de la turbina que se emplea para accionar el compresor se denomina relación del trabajo de retroceso.

Usualmente más de la mitad de la salida de trabajo de la turbina se utiliza para activar el compresor. La situación es aún peor cuando las eficiencias isentrópicas del compresor y de la turbina son bajas. Esto contrasta considerablemente con las centrales eléctricas de vapor, donde la relación de trabajo de retroceso es solamente un pequeño porcentaje. Sin embargo, esto no sorprende dado que un líquido se comprime en las centrales de energía de vapor en lugar de un gas, y el trabajo de flujo estable reversible es proporcional al volumen específico del fluido de trabajo. Una central eléctrica con una alta relación del trabajo de retroceso requiere una turbina más grande para suministrar los requerimientos de energía adicionales del compresor. En consecuencia, las turbinas utilizadas en las centrales de turbina de gas son más grandes que las que se utilizan en las de vapor que poseen la misma salida de potencia neta.

5.5.1 DESARROLLO DE LAS TURBINAS DE GAS

La turbina de gas ha experimentado un progreso y un crecimiento fenomenal desde su primer desarrollo exitoso en 1930. Las primeras turbinas de gas construidas en 1940 e incluso en 1950 tenían eficiencias de ciclo sencillo de alrededor de 17 por ciento debido a las bajas eficiencias del compresor y de la turbina, así como a las bajas temperaturas de entrada de la turbina dadas las limitaciones de la metalurgia de aquellos tiempos. Por lo tanto, las turbinas de gas tuvieron un uso limitado a pesar de su versatilidad y su capacidad de quemar gran variedad de combustibles. Los esfuerzos para mejorar la eficiencia del ciclo se concentraron en tres áreas:

1. Incrementar las temperaturas de entrada (o de quemado) de la turbina Éste ha sido el principal enfoque tomado para mejorar la eficiencia de la turbina de gas. Las temperaturas de entrada de éstas han aumentado en forma estable desde aproximadamente 540°C (1 000°F) en 1940, hasta 1 425°C (2 600°F) actualmente. Estos incrementos fueron posibles gracias al desarrollo de nuevos materiales y por las innovadoras técnicas de enfriamiento para componentes críticos, como la de revestir las aspas de la turbina con capas cerámicas y enfriarlas con aire de descarga del compresor. Mantener altas temperaturas de entrada en la turbina con la técnica de enfriamiento de aire requiere que la temperatura de combustión sea mayor para compensar el efecto de enfriar el aire de enfriamiento. Sin embargo, las mayores temperaturas de combustión aumentan la cantidad de óxidos de nitrógeno (NOx), los cuales son responsables de la formación de ozono al nivel del suelo y del smog. Utilizar vapor como refrigerante permitió un aumento de las temperaturas de entrada de la turbina de 200°F sin un incremento en la temperatura de combustión. El vapor es también un medio de transferencia de calor mucho más eficiente que el aire.

2. Incremento de las eficiencias de los componentes de turbomaquinaria El desempeño de las primeras turbinas sufría grandemente de las ineficiencias de turbinas y compresores. Sin embargo, el advenimiento de las computadoras y de técnicas avanzadas de diseño asistido por computadora hizo posible diseñar estos componentes aerodinámicamente cuyas pérdidas son mínimas. Las eficiencias incrementadas de las turbinas y compresores resultaron en un aumento significativo en la eficiencia del ciclo.

3. Adición de modificaciones al ciclo básico La eficiencia de ciclo sencillo de las primeras turbinas de gas fueron prácticamente duplicadas al incorporar interenfriamiento,

regeneración (o recuperación) y recalentamiento, los cuales se analizan en las siguientes dos secciones. Desde luego, estas mejoras se realizaron a expensas de mayores costos tanto inicial como de operación y no pueden justificarse a menos que la disminución en los costos de combustible contrarreste el incremento en otras áreas. Los costos relativamente bajos de los combustibles, el deseo general de la industria para minimizar los costos de instalación y el tremendo aumento en la eficiencia del ciclo sencillo a cerca de 40 por ciento, dejó pocos deseos de optar por estas modificaciones.

La primera turbina de gas para una central generadora de energía eléctrica fue instalada en 1949 en Oklahoma como parte de una central eléctrica de ciclo combinado. Fue construida por la General Electric, producía 3.5 MW de potencia y sus turbinas de gas instaladas hasta mediados de 1970 sufrían de baja eficiencia y escasa confiabilidad. En el pasado la generación de potencia eléctrica para carga base estaba dominada por grandes centrales generadoras que funcionaban con carbón y nucleares. Sin embargo, ha habido un cambio histórico hacia las turbinas de gas impulsadas por gas natural debido a sus mayores eficiencias, menores costos de capital, tiempos más cortos de instalación y mejores características respecto a las emisiones contaminantes, además de la abundancia de suministro de gas natural. Cada vez más y más empresas productoras de energía eléctrica están empleando turbinas de gas para producción de potencia para carga base, así como para carga pico. Los costos de construcción de centrales generadoras de turbina de gas son aproximadamente de la mitad en comparación con los de una central generadora de vapor que funciona con combustibles fósiles, las cuales fueron las principales centrales eléctricas para carga base hasta principios de 1980. Se prevé que más de la mitad de todas las centrales que se instalarán en el futuro sean de turbina de gas o combinarán las turbinas de gas y de vapor.

Una turbina de gas fabricada por General Electric en los comienzos de 1990 tenía una relación de presión de 13.5 y generaba 135.7 MW de potencia neta con una eficiencia térmica de 33 por ciento bajo una operación de ciclo sencillo. Una turbina de gas más reciente fabricada por General Electric utiliza una temperatura de entrada a la turbina de 1 425°C (2 600°F) y produce hasta 282 MW mientras logra una eficiencia térmica de 39.5 por ciento en el modo de ciclo sencillo. Una turbina de gas de pequeña escala de 1.3 toneladas, denominada OP-16, construida por la firma holandesa Opra Optimal Radial Turbine, puede trabajar con gas o combustible líquido y remplazar un motor diésel de 16 toneladas. Tiene una relación de compresión de 6.5 y produce hasta 2 MW de potencia, mientras que su

eficiencia es de 26 por ciento en operación de ciclo sencillo, y sube hasta 37 por ciento cuando se equipa con un regenerador.

EJEMPLO: El ciclo Brayton ideal simple

Una central eléctrica de turbina de gas que opera en un ciclo Brayton ideal tiene una relación de presión de 8. La temperatura del gas es de 300 K en la entrada del compresor y de 1300 K en la entrada de la turbina. Utilice las suposiciones de aire estándar y determine a) la temperatura del gas a la salida del compresor y de la turbina, b) la relación del trabajo de retroceso y c) la eficiencia térmica.

Solución: Se tiene una planta de energía que opera en un ciclo Brayton ideal. Se determinarán la temperatura del gas a la salida del compresor y de la turbina, la relación del trabajo de retroceso y la eficiencia térmica.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Son aplicables las suposiciones de aire estándar.
3. Los cambios de energía cinética y potencial son insignificantes.
4. Se considerará la variación de los calores específicos con la temperatura.

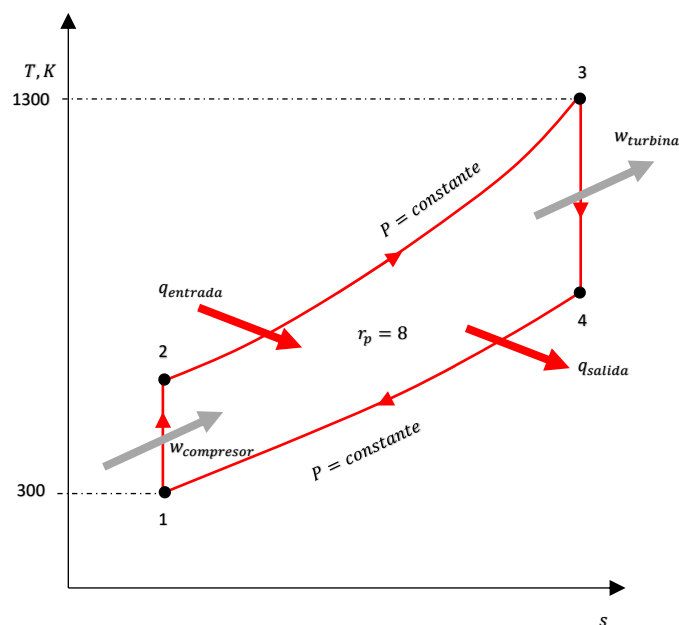


Diagrama T-s para el ciclo Brayton estudiado en el ejemplo

Análisis: El diagrama T-s del ciclo Brayton ideal descrito se muestra en la figura, en la que se observa que los componentes involucrados en el ciclo Brayton son dispositivos de flujo estable. a) Las temperaturas del aire en la salida del compresor y la turbina se determinan de las relaciones isentrópicas:

Proceso 1-2 (compresión isentrópica de un gas ideal):

$$T_1 = 300 \text{ K} \rightarrow h_1 = 300.19 \text{ KJ/kg}$$

$$P_{r1} = 1.386$$

$$P_{r2} = \frac{P_2}{P_1} P_{r1} = (8)(1.386) = 11.09 \rightarrow T_2 = 540 \text{ K (salida del compresor)}$$

$$h_2 = 544.35 \text{ KJ/kg}$$

Proceso 3-4 (expansión isentrópica de un gas ideal):

$$T_3 = 1300 \text{ K} \rightarrow h_3 = 1395.97 \text{ KJ/kg}$$

$$P_{r3} = 330.9$$

$$P_{r4} = \frac{P_4}{P_3} P_{r3} = \left(\frac{1}{8}\right)(330.9) = 41.36 \rightarrow T_4 = 770 \text{ K (salida de la turbina)}$$

$$h_4 = 789.37 \text{ KJ/kg}$$

b) Para encontrar la relación del trabajo de retroceso, se necesita encontrar la entrada de trabajo al compresor y la salida de trabajo de la turbina:

$$w_{comp,entrada} = h_2 - h_1 = 544.35 - 300.19 = 244.16 \text{ KJ/kg}$$

$$w_{tur,salida} = h_3 - h_4 = 1395.97 - 789.37 = 606.60 \text{ KJ/kg}$$

Por lo tanto,

$$r_{bw} = \frac{w_{comp,entrada}}{w_{tur,salida}} = \frac{244.16 \text{ KJ/kg}}{606.60 \text{ KJ/kg}} = 0.403 \approx 40.3\%$$

Es decir, 40.3 por ciento de la salida del trabajo de la turbina se emplea únicamente para activar el compresor. c) La eficiencia térmica del ciclo es la relación entre la salida de potencia neta y la entrada de calor total:

$$q_{entrada} = h_3 - h_2 = 1395.97 - 544.35 = 851.62 \text{ KJ/kg}$$

$$w_{neto} = w_{salida} - w_{entrada} = 606.60 - 244.16 = 362.4 \text{ kJ/kg}$$

Por lo tanto,

$$\eta_{ter} = 1 - \frac{q_{salida}}{q_{entrada}}$$

Donde

$$q_{salida} = h_4 - h_1 = 789.37 - 300.19 = 489.2 \text{ kJ/kg}$$

Discusión: Bajo las suposiciones de aire frío estándar (calores específicos constantes, valores a temperatura ambiente), la eficiencia térmica sería, de acuerdo con la ecuación.

$$\eta_{ter, \text{ Brayton}} = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{(8)^{(1.4-1)/1.4}} 0.448 = 44.8\%$$

lo cual es suficientemente cercano al valor obtenido si se toma en cuenta la variación de los calores específicos con la temperatura.

5.5.2 DESVIACIÓN DE LOS CICLOS REALES DE TURBINA DE GAS EN COMPARACIÓN CON LOS IDEALIZADOS

Los ciclos reales de turbina de gas difieren del ciclo Brayton ideal por varias razones. Por un lado, alguna disminución de presión durante los procesos de adición y rechazo de calor es inevitable. Más importante aún es que la entrada de trabajo real al compresor será mayor y la salida de trabajo real de la turbina será menor debido a irreversibilidades. La desviación del comporta miento real del compresor y la turbina para el comportamiento isentrópico idealizado puede explicarse con precisión si se utilizan las eficiencias isentrópicas de la turbina y el compresor, definidas como

$$\eta_c = \frac{w_s}{w_a} \cong \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2a} - h_1} \quad y \quad \eta_a = \frac{w_s}{w_a} \cong \frac{h_3 - h_{4a}}{h_3 - h_{4s}} \quad 5.30$$

donde los estados 2a y 4a son los estados de salida reales del compresor y la turbina, respectivamente, y 2s y 4s son los correspondientes al caso isentrópico, como se ilustra en la figura 5.5.7. El efecto de las eficiencias de la turbina y el compresor en la eficiencia térmica de los motores de turbina de gas se ilustra a continuación con un ejemplo.

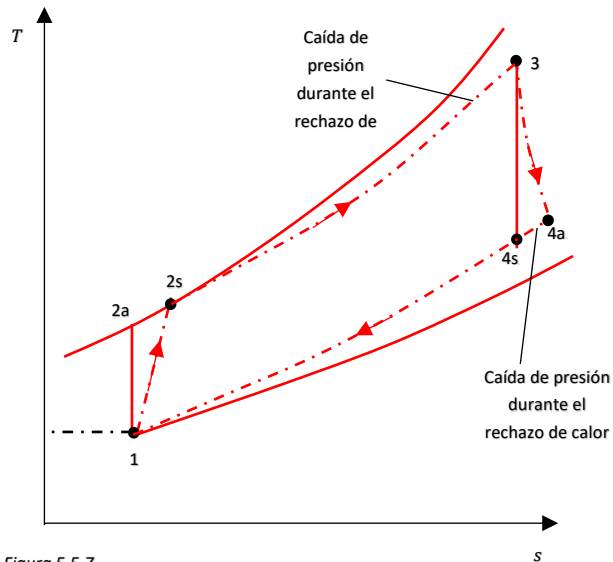


Figura 5.5.7
Desviación de un ciclo de turbina de gas real del ciclo Brayton ideal como resultado de irreversibilidades.

EJEMPLO: Un ciclo real de turbina de gas

Suponga una eficiencia del compresor de 80 por ciento y una eficiencia de la turbina de 85 por ciento. Determine a) la relación del trabajo de retroceso, b) la eficiencia térmica y c) la temperatura de salida de la turbina del ciclo de la turbina de gas analizado en el ejemplo.

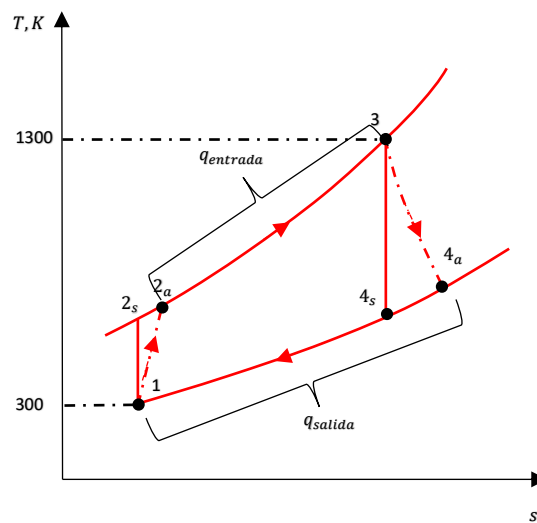


Figura
Diagrama T-s del ciclo de turbina de gas estudiado en el ejemplo

Solución: Se reconsidera el ciclo Brayton ideal analizado en el ejemplo 9-5. Para las eficiencias especificadas del compresor y la turbina se determinarán la relación del trabajo de retroceso, la eficiencia térmica y la temperatura de salida de la turbina.

Compresor:

$$w_{comp,entrada} = \frac{w_s}{\eta_c} = \frac{244.16 \text{ kJ/kg}}{0.80} = 305.20 \text{ kJ/kg}$$

Turbina:

$$w_{turb, salida} = \eta_T w_s = (0.85) (606.60 \text{ kJ/kg}) = 515.61 \text{ kJ/kg}$$

Por lo tanto.

$$r_{bw} = \frac{w_{comp,entrada}}{w_{turb, salida}} = \frac{305.20 \text{ kJ/kg}}{515.61 \text{ kJ/kg}} = 0.592 \approx 59.2\%$$

Es decir, en este caso el compresor consume 59.2 por ciento del trabajo producido por la turbina (arriba de 40.3 por ciento). Este aumento se debe a las irreversibilidades que ocurran dentro del compresor y la turbina. b) En este caso, el aire sale del compresor a una temperatura y entalpía más altas, las cuales son determinadas a partir de

$$\begin{aligned} w_{comp,entrada} &= h_{2a} - h_1 \rightarrow h_{2a} = h_1 + w_{comp,entrada} \\ &= 300.19 + 305.20 = 605.39 \text{ kJ/kg} \quad (\text{y } T_{2a} = 598 \text{ K}) \end{aligned}$$

Por lo tanto:

$$\begin{aligned} q_{entrada} &= h_3 - h_{2a} = 1395.97 - 605.39 = 790.58 \text{ kJ/kg} \\ w_{neto} &= w_{salida} - w_{entrada} = 515.61 - 305.20 = 210.41 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Esto es, las irreversibilidades que ocurren dentro de la turbina y el compresor hacen que la eficiencia térmica de la central descienda de 42.6 a 26.6 por ciento. En este ejemplo se muestra qué tan sensible es el desempeño de una central eléctrica de turbina de gas respecto a las eficiencias del compresor y la turbina. De hecho, las eficiencias térmicas de las turbinas de gas no alcanzaron valores competitivos hasta que se hicieron mejoras significativas en su diseño y en el de los compresores. c) La temperatura del aire en la salida de la turbina se determina a partir de un balance de energía en la turbina:

$$\begin{aligned} w_{turbina,salida} &= h_3 - h_{4a} \rightarrow h_{4a} = h_3 - w_{turbina,salida} \\ &= 1395.97 - 515.61 \\ &= 880.36 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Entonces, de la tabla A.17,

$$T_{4a} = 853 \text{ K}$$

Discusión: La temperatura a la salida de la turbina es considerablemente mayor a la de la salida del compresor ($T_{2a} = 598 \text{ K}$), lo que sugiere el uso de regeneración para reducir costos de combustible.

5.5.3 CICLO BRAYTON CON REGENERACIÓN

En los motores de turbinas de gas la temperatura de los gases de escape que salen de la turbina suele ser considerablemente mayor que la del aire que sale del compresor. Por lo tanto, el aire de alta presión que sale del compresor puede calentarse transfiriéndole calor desde los gases de escape calientes mediante un intercambiador de calor a contraflujo, el cual se conoce también como regenerador o recuperador. Un esquema de la máquina de turbina de gas que usa un regenerador, así como el diagrama T-s del nuevo ciclo se muestran en las figuras 5.5.8 y 5.5.9, respectivamente.

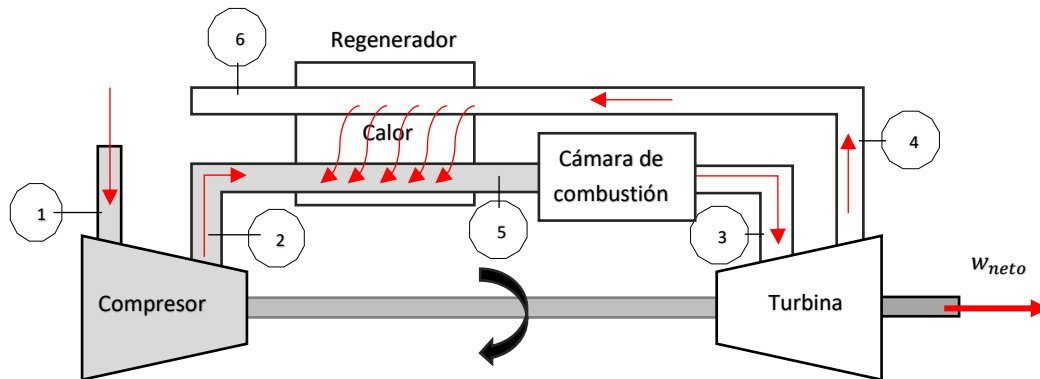


FIGURA 5.5.8
Un motor de turbina de gas con regenerador.

La eficiencia térmica del ciclo Brayton aumenta como resultado de la regeneración, ya que la porción de energía de los gases de escape que normalmente se libera hacia los alrededores ahora se usa para precalentar el aire que entra a la cámara de combustión. Esto a su vez disminuye los requerimientos de entrada de calor (y por ende de combustible) para la misma salida de trabajo neto. Observe, sin embargo, que el uso de un regenerador sólo se recomienda cuando la temperatura de escape de la turbina es más alta que la temperatura de salida del compresor. De otro modo, el calor fluiría en la dirección inversa (hacia los gases de escape) y la eficiencia se reduciría. Esta situación se encuentra en las máquinas de turbina de gas que operan con relaciones de presión muy altas. La temperatura más alta que ocurre dentro del regenerador es T_4 , que es la temperatura de

los gases de escape que salen de la turbina y entran al regenerador. Bajo ninguna condición el aire puede precalentarse en el regenerador hasta una temperatura superior a este valor. El aire normalmente sale del regenerador a una temperatura menor, T_5 . En el caso limitado (ideal), el aire sale del regenerador a la temperatura de entrada de los gases de escape T_4 . Suponga que el regenerador está bien aislado y que cualquier cambio en las energías cinética y potencial es insignificante, las transferencias de calor reales y máximas de los gases de escape hacia el aire pueden expresarse como

$$q_{reg,real} = h_5 - h_2 \quad 5.31$$

$$q_{reg,maxima} = h_{5'} - h_2 = h_4 - h_2 \quad 5.32$$

El alcance al que un regenerador se aproxima a un regenerador ideal se llama eficacia ϵ se define como

$$\epsilon = \frac{q_{reg,real}}{q_{reg,maxima}} = \frac{h_5 - h_2}{h_4 - h_2} \quad 5.33$$

Cuando se utilizan las suposiciones de aire frío estándar, ésta se reduce a

$$\epsilon = \frac{T_5 - T_2}{T_4 - T_2} \quad 5.34$$

Un regenerador con una eficacia más alta obviamente ahorrará una gran cantidad de combustible porque precalentará el aire a una temperatura más elevada antes de la combustión. Sin embargo, lograr una mayor eficacia requiere el uso de un regenerador más grande, lo que implica un precio superior y causa una caída de presión más grande. Por lo tanto, el uso de un regenerador con una eficacia muy alta no puede justificarse económicamente a menos que los ahorros en costos de combustible superen los gastos adicionales involucrados. La mayoría de los regeneradores utilizados en la práctica tienen eficacias por debajo de 0.85. Bajo las suposiciones de aire frío estándar, la eficiencia térmica de un ciclo Brayton ideal con regeneración es

$$\eta_{ter,reg} = 1 - \left(\frac{T_1}{T_3}\right) (r_p)^{(k-1)/k} \quad 5.35$$

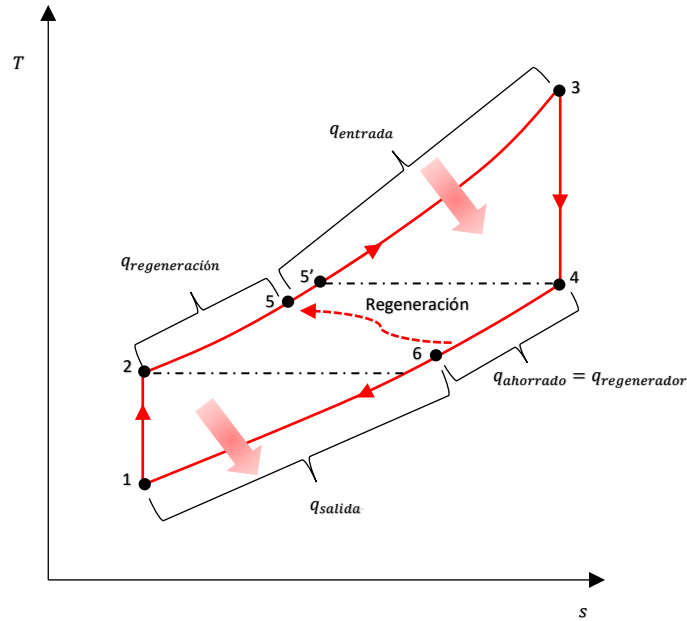


FIGURA 5.5.9
Diagrama T-s de un ciclo Brayton con regeneración.

Por consiguiente, la eficiencia térmica de un ciclo Brayton con regeneración depende de la relación entre las temperaturas mínima y máxima, así como de la relación de presión. La eficacia térmica se grafica en la figura 5.5.10 para diversas relaciones de presión, así como para relaciones de temperatura mínima a máxima. En dicha figura se muestra que la regeneración es más efectiva con relaciones de presión inferiores y bajas relaciones de temperatura mínima a máxima.

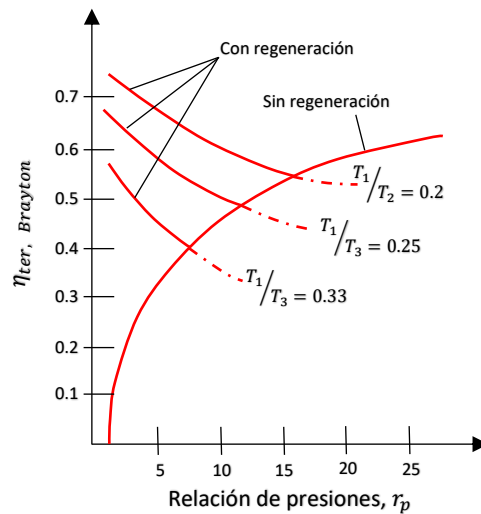
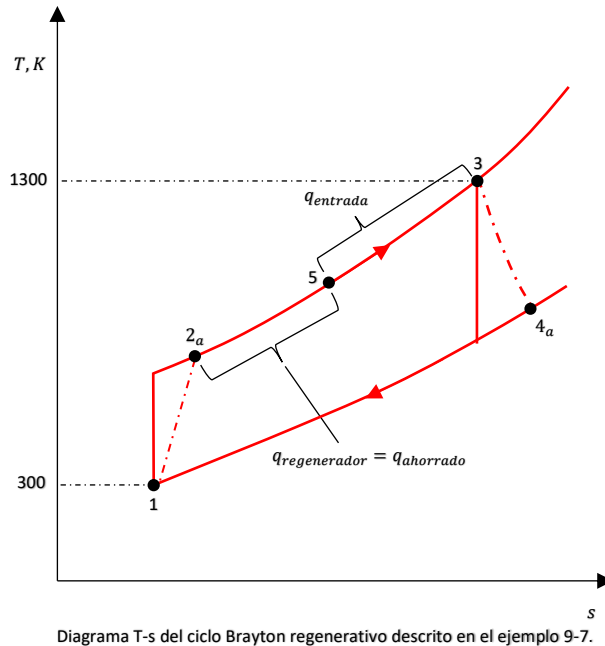


FIGURA 5.5.10
Eficiencia térmica de un ciclo Brayton ideal con y sin regeneración.

EJEMPLO: Ciclo de una turbina de gas real con regeneración.

Determine la eficiencia térmica de la turbina de gas descrita en el ejemplo si se instala un regenerador que tiene una eficacia de 80 por ciento.



Solución: La turbina de gas analizada en el ejemplo 9-6 se ha equipado con un regenerador. Para una eficacia especificada se determinará la eficiencia térmica.

Análisis:

El diagrama T-s del ciclo se muestra en la figura. Primero de termine la entalpía del aire a la salida del regenerador. Emplee la definición de eficacia:

$$\varepsilon = \frac{h_5 - h_2}{h_4 - h_2}$$

$$0.80 = \frac{(h_5 - 605.39) \text{ kJ/kg}}{(880.36 - 605.39) \text{ kJ/kg}} \rightarrow h_5 = 825.39 \text{ kJ/kg}$$

Po lo tanto tenemos,

$$q_{entrada} = h_3 - h_5 = (1395.97 - 825.39) \text{ kJ/kg} = 570.60 \text{ kJ/kg}$$

Esto representa un ahorro de 220.0 kJ/kg de los requerimientos de entrada de calor. La adición de un regenerador (en el que se supone que no hay fricción) no afecta la salida de trabajo neto. De tal manera que,

$$\eta_{ter,reg} = \frac{w_{neto}}{q_{ent}} = \frac{210.41 \text{ kJ/kg}}{570.60 \text{ kJ/kg}} = 0.369 \equiv 36.9\%$$

Discusión: Observe que la eficiencia térmica de la turbina de gas ha ascendido de 26.6 a 36.9 por ciento como resultado de la instalación de un regenerador que ayuda a recuperar algo del exceso de energía de los gases de escape.

5.5.4 CICLO BRAYTON CON INTERENFRIAMIENTO, RECALENTAMIENTO Y REGENERACIÓN

El trabajo neto de un ciclo de turbina de gas es la diferencia entre la salida de trabajo de la turbina y la entrada de trabajo del compresor, y puede incrementarse si se reduce el trabajo del compresor o si aumenta el de la turbina o el de ambos. Se ha demostrado que el trabajo requerido para comprimir un gas entre dos presiones específicas puede disminuirse al efectuar el proceso de compresión en etapas y al enfriar el gas entre éstas (Figura 5.5.11); es decir, usando compresión de etapas múltiples con interenfriamiento.

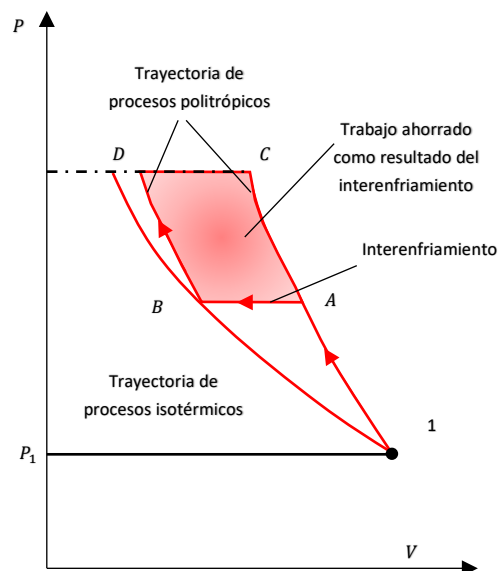


Figura 5.5.11
Comparación de entradas de trabajo en un compresor de una sola etapa (1AC) y un compresor de dos etapas con interenfriamiento (1ABD).

Cuando el número de etapas aumenta, el proceso de compresión se vuelve isotérmico a la temperatura de entrada del compresor y el trabajo de compresión disminuye. De igual modo, la salida de trabajo de una turbina que opera entre dos niveles de presión aumenta al expandir el gas en etapas y recalentarlo entre éstas; es decir, si se utiliza expansión de múltiples etapas con recalentamiento. Esto se lleva a cabo sin que se eleve la temperatura máxima en el ciclo. Cuando aumenta el número de etapas, el proceso de expansión se vuelve isotérmico. El argumento anterior se basa en un principio simple: el trabajo de compresión o expansión de flujo estable es proporcional al volumen específico del fluido. Por lo tanto, el volumen específico del fluido de trabajo debe ser lo más bajo posible durante un proceso de compresión y lo más alto posible durante un proceso de expansión. Esto es precisamente lo que logran el interenfriamiento y el recalentamiento. La combustión en las turbinas de gas ocurre comúnmente con cuatro veces la cantidad requerida de aire para la completa combustión, para evitar temperaturas excesivas. Por lo tanto, los gases de escape son ricos en oxígeno y el recalentamiento puede lograrse sencillamente rociando combustible adicional en los gases de escape entre dos estados de expansión. El fluido de trabajo sale del compresor a una temperatura menor, mientras que de la turbina lo hace a una temperatura más alta, cuando se usa interenfriamiento y recalentamiento. Esto hace que la regeneración sea más atractiva dado que existe un mayor potencial para realizarla. También, los gases que salen del compresor pueden calentarse a una temperatura más alta antes de que entren a la cámara de combustión debido a la temperatura más elevada del escape de la turbina. En las figuras 5.5.12 y 5.5.13, respectivamente, se presentan un esquema del arreglo físico y el diagrama T-s de un ciclo de turbina de gas de dos etapas con interenfriamiento, recalentamiento y regeneración. El gas entra a la primera etapa del compresor en el estado 1, se comprime de modo isentrópico hasta una presión intermedia P_2 ; se enfría a presión constante hasta el estado 3 ($T_3 = T_1$), y se comprime isentrópicamente en la segunda etapa hasta la presión final P_4 . En el estado 4 el gas entra al regenerador, donde se calienta hasta T_5 a presión constante. En un regenerador ideal, el gas saldrá de éste a la temperatura del escape de la turbina, es decir, $T_5 = T_9$.

El proceso de adición de calor (o combustión) primario toma lugar entre los estados 5 y 6. El gas entra a la primera etapa de la turbina en el estado 6 y se expande isentrópicamente hasta el 7, donde entra al recalentador. Ahí se recalienta a presión constante hasta el estado 8 ($T_8 = T_6$), donde pasa a la segunda etapa de la turbina. El gas sale de la turbina en el estado 9 y entra al regenerador, donde se enfría hasta el estado 10 a presión constante. El ciclo se completa cuando el gas se enfría hasta el estado inicial (o purga los gases de

escape). La entrada de trabajo en un compresor de dos etapas se minimiza cuando se mantienen relaciones de presión iguales en cada etapa. Puede demostrarse que este procedimiento también maximiza la salida de trabajo de la turbina. Así, para el mejor desempeño tenemos

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} \quad y \quad \frac{P_6}{P_7} = \frac{P_8}{P_9} \quad 5.36 \, a, b$$

En el análisis de los ciclos reales de turbina de gas, las irreversibilidades que están presentes dentro del compresor, la turbina y el regenerador, así como las caídas de presión en los intercambiadores de calor, deben ser considerados. La relación del trabajo de retroceso de un ciclo de turbina de gas mejora debido al interenfriamiento y el recalentamiento. Sin embargo, esto no significa que la eficiencia térmica también mejorará.

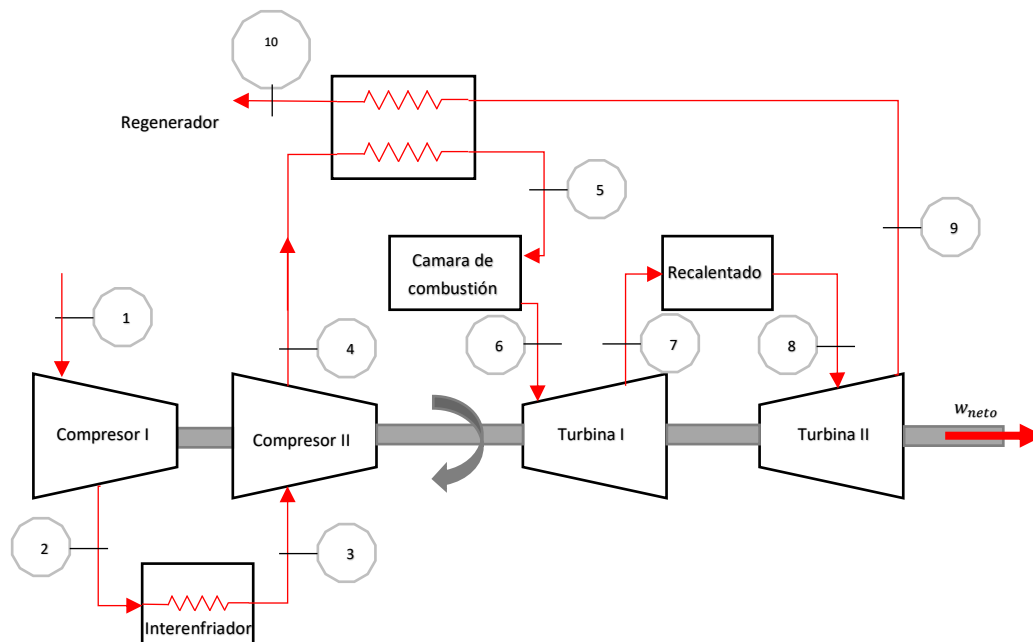


Figura 5.5.12

Un motor de turbina de gas con compresión de dos etapas con interenfriamiento, expansión de dos etapas con recalentamiento y regeneración.

El hecho es que el interenfriamiento y el recalentamiento siempre disminuirán la eficiencia térmica a menos que estén acompañados de la regeneración. Esto se debe a que el interenfriamiento disminuye la temperatura promedio a la cual se añade el calor, y el recalentamiento aumenta la temperatura promedio a la cual el calor se rechaza. Esto es evidente en la figura 5.5.13. Por lo tanto, en centrales eléctricas de turbina de gas, el interenfriamiento y el recalentamiento se utilizan siempre en conjunción con la regeneración.

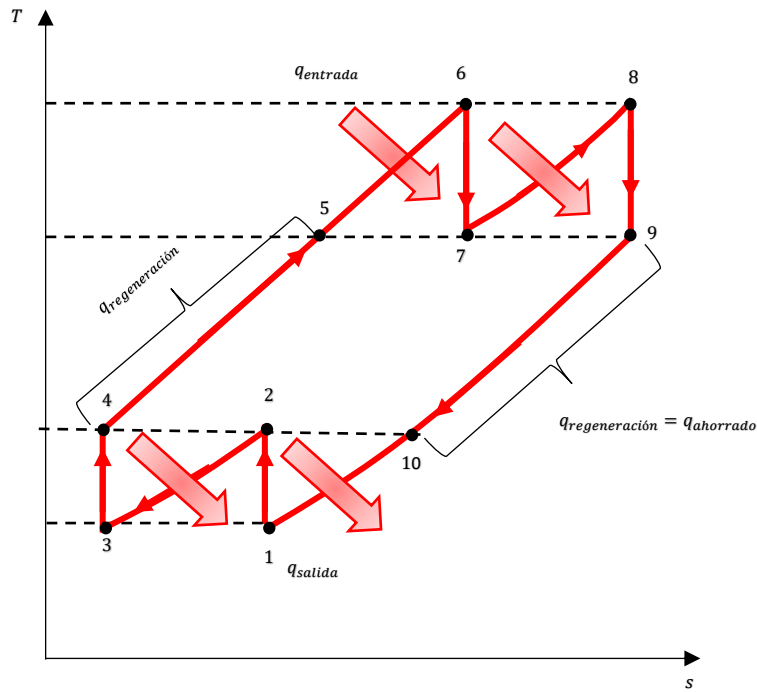


Figura 5.5.13
Diagrama T-s de un ciclo de turbina de gas ideal con interenfriamiento, recalentamiento y regeneración.

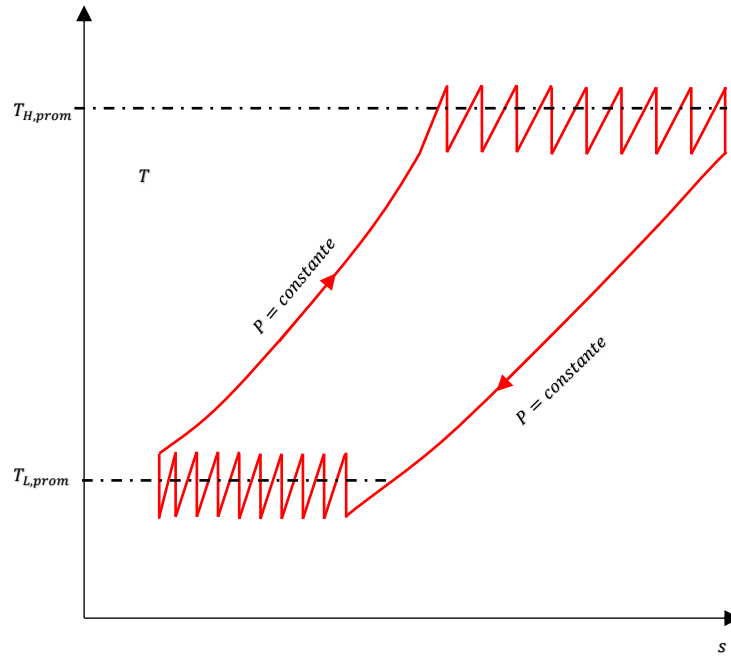


Figura 5.5.14
Cuando aumenta el número de etapas de compresión y expansión, el ciclo de turbinas de gas con interenfriamiento, recalentamiento y regeneración se aproxima al ciclo Ericsson.

Si el número de etapas de compresión y expansión aumenta, el ciclo ideal de turbina de gas con interenfriamiento, recalentamiento y regeneración se aproxima al ciclo Ericsson, como se ilustra en la figura 5.5.14, y la eficiencia térmica se aproximará al límite teórico (la eficiencia de Carnot).

Sin embargo, la contribución de cada etapa adicional a la eficiencia térmica es cada vez menor y el uso de más de dos o tres etapas no puede ser justificado económicamente.

EJEMPLO: Una turbina de gas con recalentamiento e interenfriamiento

Un ciclo de turbina de gas ideal con dos etapas de compresión y otras dos de expansión tiene una relación de presión total de 8. En cada etapa del compresor entra aire a 300 K y en cada etapa de la turbina entra a 1300 K. Determine la relación del trabajo de retroceso y la eficiencia térmica de este ciclo de turbina de gas, suponiendo que a) no hay regeneradores y b) hay un regenerador ideal con eficacia de 100 por ciento. Compare los resultados con los obtenidos en el ejemplo 9-5.

Solución:

Se tiene un ciclo de turbina de gas ideal con dos etapas de compresión y dos de expansión. Se determinarán la relación del trabajo de retroceso y la eficiencia térmica de este ciclo de turbina de gas para los casos en que no hay regeneradores y de regeneración máxima.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Son aplicables las suposiciones de aire estándar.
3. Los cambios en las energías cinética y potencial son insignificantes.

Análisis:

El diagrama T-s del ciclo de la turbina de gas descrito se observa en la figura 9-46. Se observa que el ciclo involucra dos etapas de expansión y dos de compresión y regeneración.

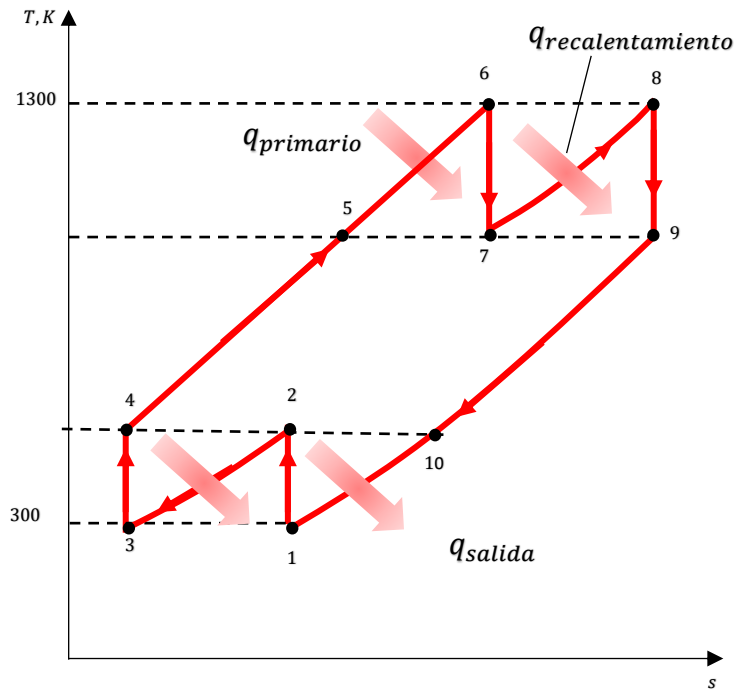


Figura 5.5.14
Diagrama T-s del ciclo de turbina de gas analizado en el ejemplo 9-8

Para compresión y expansión de dos etapas, la entrada de trabajo se minimiza mientras que la de salida de trabajo se maximiza cuando ambas etapas del compresor y de la turbina tienen la misma relación de presión. Por lo tanto,

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} = \sqrt{8} = 2.83 \quad y \quad \frac{P_6}{P_7} = \frac{P_8}{P_9} = \sqrt{8} = 2.83$$

El aire entra en cada etapa del compresor a la misma temperatura y cada etapa tiene la misma eficiencia isentrópica (100 por ciento en este caso). Por lo tanto, la temperatura (así como la entalpía) del aire a la salida de cada etapa de compresión será la misma. Un argumento similar se puede usar para la turbina. Por consiguiente,

$$\text{A las entradas: } T_1 = T_3, \quad h_1 = h_3 \quad y \quad T_6 = T_8, \quad h_6 = h_8$$

$$\text{A las salidas: } T_2 = T_4, \quad h_2 = h_4 \quad y \quad T_7 = T_9, \quad h_7 = h_9$$

Bajo estas condiciones, la entrada de trabajo en cada etapa del compresor será la misma y, en consecuencia, la salida de trabajo de cada etapa de la turbina. a) En ausencia de regeneración, la relación del trabajo de retroceso y la eficiencia térmica se determinan a partir de los datos de la tabla A.17, como:

$$T_1 = 300 \text{ K} \rightarrow h_1 = 300.19 \text{ kJ/kg}$$

$$p_{r1} = 1.386$$

$$p_{r2} = \frac{P_2}{P_1} p_{r1} = \sqrt{8}(1.386) = 392 \rightarrow T_2 = 403.3 \text{ K}$$

$$h_2 = 404.31 \text{ kJ/kg}$$

$$T_6 = 1300 \text{ K} \rightarrow h_6 = 1395.97 \text{ kJ/kg}$$

$$p_{r6} = 330.9$$

$$p_{r7} = \frac{P_7}{P_6} p_{r6} = \frac{1}{\sqrt{8}}(330.9) = 117 \rightarrow T_7 = 1003.4 \text{ K}$$

Entonces

$$w_{comp,entrada} = 2(w_{comp,ent,I}) = 2(h_2 - h_1) = 2(404.31 - 300.19) = 208.24 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{turb,salida} = 2(w_{turb,salida,I}) = 2(h_6 - h_7) = 2(1395.97 - 1053.33) = 685.28 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{neto} = w_{turb,salida} - w_{comp,entrada} = (685.28 - 208.24) = 477.04 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{entrada} = q_{primario} + q_{recalentamiento} = (h_6 - h_4) + (h_8 - h_7)$$

$$= (1395.97 - 404.31) + (1395.97 - 1053.33) = 1334.30 \text{ kJ/kg}$$

Por lo tanto tenemos,

$$r_{bw} = \frac{w_{comp,entrada}}{w_{turb,salida}} = \frac{208.24 \text{ kJ/kg}}{685.28 \text{ kJ/kg}} = 0.304 \equiv 30.4$$

Y

$$\eta_{ter} = \frac{w_{neto}}{q_{entrada}} = \frac{477.04 \text{ kJ/kg}}{1334.30 \text{ kJ/kg}} = 0.358 \equiv 35.8\%$$

Una comparación de estos resultados con los que se obtuvieron en el ejemplo 9-5 (compresión y expansión de una sola etapa) revela que la compresión de etapas múltiples con interenfriamiento, así como la expansión de etapas múltiples con recalentamiento, mejoran la relación del trabajo de retroceso (disminuye de 40.3 a 30.4 por ciento), pero

perjudica la eficiencia térmica (desciende de 42.6 a 35.8 por ciento). En consecuencia, el interenfriamiento y el recalentamiento no se recomiendan en centrales eléctricas de turbinas de gas a menos que se acompañen de regeneración.

b) La adición de un regenerador ideal (sin caídas de presión y una eficacia de 100 por ciento) no afecta el trabajo tanto del compresor como de la turbina. Así, la salida de trabajo neto y la relación del trabajo de retroceso de un ciclo de turbina de gas ideal serán idénticas, ya sea que haya un regenerador o no. Sin embargo, un regenerador reduce los requerimientos de entrada de calor al precalentar el aire que sale del compresor mediante el uso de los gases de escape calientes. En un regenerador ideal, el aire del compresor se calienta hasta la temperatura de salida de la turbina T_9 antes de entrar a la cámara de combustión. Así, bajo las suposiciones de aire estándar, $h_5 = h_7 = h_9$. La entrada de calor y la eficiencia térmica en este caso son

$$q_{entrada} = q_{primario} + q_{recalentamiento} = (h_6 - h_5) + (h_8 - h_7)$$

$$= (1395.97 - 1053.33) + (1395.97 - 1053.33) = 685.28 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{ter} = \frac{w_{neto}}{q_{entrada}} = \frac{477.04 \text{ kJ/kg}}{685.28 \text{ kJ/kg}} = 0.696 \equiv 69.6\%$$

Discusión: Observe que, en comparación con el caso sin regeneración, la eficiencia térmica casi se duplica como resultado de la regeneración. El efecto global que la compresión y la expansión de dos etapas con interenfriamiento, recalentamiento y regeneración tienen sobre la eficiencia térmica es un incremento superior a 63 por ciento. Cuando el número de etapas de compresión y expansión aumenta, el ciclo se aproximará al ciclo Ericsson y la eficiencia térmica se aproximará

$$\eta_{ter,ericsson} = \eta_{carnot} = 1 - \frac{T_L}{T_H} = 1 - \frac{300 \text{ K}}{1300 \text{ K}} = 0.769 \equiv 76.9\%$$

La adición de una segunda etapa aumenta la eficiencia térmica de 42.6 a 69.6 por ciento, un incremento de 27 puntos porcentuales. Éste es un aumento significativo en la eficiencia y bien vale la pena el costo adicional asociado con la segunda etapa. Sin embargo, agregar más etapas (no importa cuántas) puede incrementar la eficiencia en 7.3 puntos porcentuales adicionales, y casi nunca puede justificarse económicamente.

5.5.5 CICLOS IDEALES DE PROPULSIÓN POR REACCIÓN

Los motores de turbinas de gas son muy usados para impulsar aeronaves porque son ligeros, compactos y tienen una elevada relación entre potencia y peso. Las turbinas de gas para aviones operan en un ciclo abierto llamado ciclo de propulsión por reacción. El ciclo de propulsión por reacción ideal difiere del ciclo Brayton ideal en que los gases no se expanden hasta la presión ambiente en la turbina. En cambio, se expanden hasta una presión tal que la potencia producida por la turbina es suficiente para accionar tanto el compresor como el equipo auxiliar, por ejemplo, un generador pequeño y bombas hidráulicas. Es decir, la salida de trabajo neto de un ciclo de propulsión por reacción es cero. Los gases que salen de la turbina a una presión relativamente alta se aceleran en una tobera para proporcionar el empuje que impulsa al avión (Figura 5.5.15).

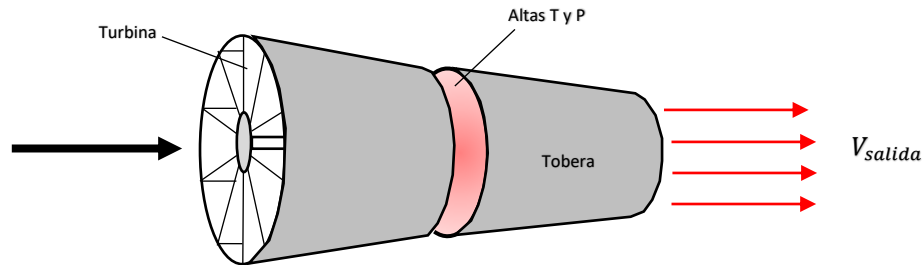


Figure 5.5.15
En un motor de reacción, los gases de altas temperatura y presión que salen de la turbina se aceleran en una tobera para proporcionar el empuje.

También las turbinas de gas para aviones operan a mayores relaciones de presión (por lo común entre 10 y 25) y el fluido pasa primero a través de un difusor, donde se desacelera y su presión se incrementa antes de que entre al compresor.

Los aviones son impulsados por la aceleración de un fluido en la dirección opuesta al movimiento. Esto se logra al acelerar ligeramente una gran masa de fluido (motor accionado por una hélice) o al acelerar considerablemente una pequeña masa de fluido (motor de reacción o turborreactor), o ambos procedimientos (motor de turbo hélice). El esquema de un turborreactor y el diagrama $T - s$ del ciclo de turborreactor ideal se muestran en la figura 5.5.16.

La presión del aire se eleva ligeramente cuando éste se desacelera en el difusor. Después el aire se comprime en el compresor y se combina con combustible en la cámara de combustión, donde esta mezcla se quema a presión constante. Los gases de combustión a alta presión y alta temperatura se expanden parcialmente en la turbina, entonces producen la suficiente potencia para accionar el compresor y otros equipos. Finalmente, los

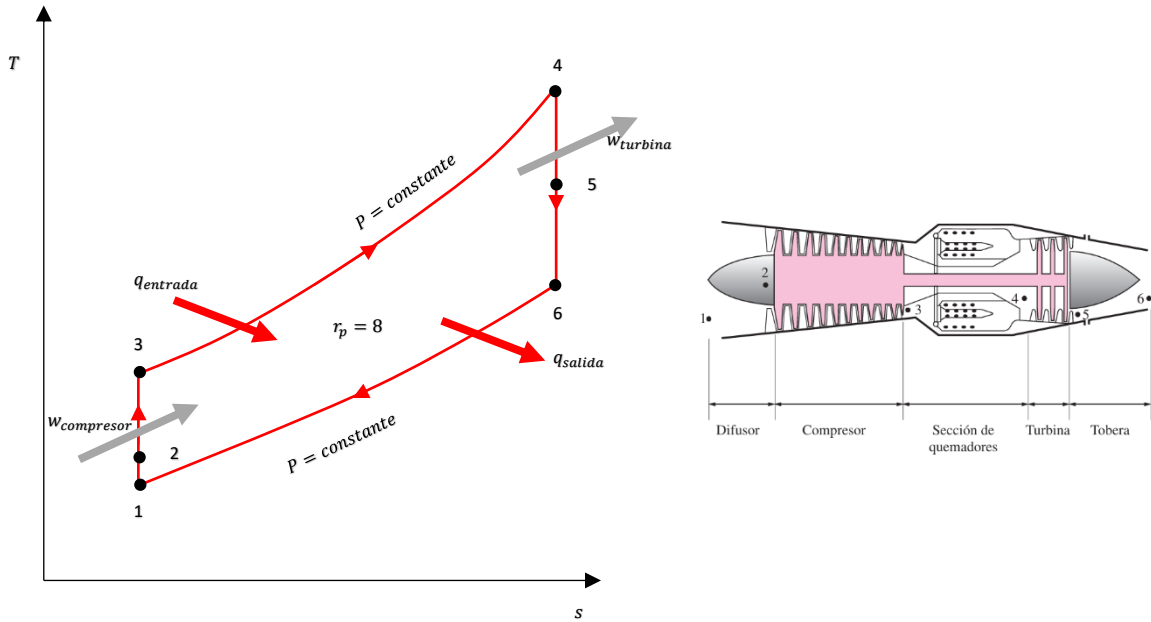


Figura 5.5.16
Componentes básicos de un motor de propulsión a reacción y el diagrama T-s del ciclo del propulsor a reacción ideal.

gases se expanden en una tobera hasta la presión ambiente y salen de la máquina a alta velocidad. En el caso ideal, el trabajo de la turbina se supone igual al trabajo del compresor. Además, los procesos en el difusor, el compresor, la turbina y la tobera se asumirán como isentrópicos. En el análisis de los ciclos reales, sin embargo, las irreversibilidades asociadas con estos dispositivos deben ser consideradas. El efecto de éstas es para reducir el empuje que puede obtenerse de un turborreactor. El empuje desarrollado en un turborreactor es la fuerza desbalanceada que causa la diferencia en la cantidad de movimiento en que el aire a baja velocidad entra al motor y los gases de escape de alta velocidad salen de él; esto se determina de la segunda ley de Newton. Las presiones en la entrada y la salida del turborreactor son idénticas (la presión ambiente), por lo tanto el empuje neto desarrollado por el motor es

$$F = (\dot{m}V)_{salida} - (\dot{m}V)_{entrada} \quad (N) \quad 5.37$$

donde V_{salida} es la velocidad de salida de los gases de escape y $V_{entrada}$ es la velocidad de entrada del aire, ambas relativas al avión. Así, para una aeronave que vuele en un aire sin corrientes, $V_{entrada}$ es la velocidad de la aeronave. En realidad, los flujos máscicos de los gases a la salida y a la entrada del motor son diferentes, pero la diferencia es igual a la rapidez de combustión del combustible. Sin embargo, la relación de masa, aire y combustible utilizada en los motores de propulsión por reacción es usualmente muy alta, lo

que hace muy pequeña esta diferencia. Así, $\dot{m}$ en la ecuación 5.37 se toma como el flujo másico del aire en el motor. Un avión que vuela a una velocidad constante utiliza el empuje para superar el arrastre del aire, y la fuerza neta que actúa sobre el cuerpo del avión es cero. Los aviones comerciales ahorran combustible al volar a mayores altitudes durante largos viajes, ya que el aire a altitudes más grandes es menos denso y ejerce una fuerza de arrastre más pequeña sobre el avión. La potencia desarrollada a partir del empuje de una máquina recibe el nombre de potencia de propulsión $\dot{W}_p$, es la fuerza de propulsión (empuje) por la distancia en que esta fuerza actúa sobre el avión por unidad de tiempo; es decir, el empuje multiplicado por la velocidad del avión (Figura 5.5.17):

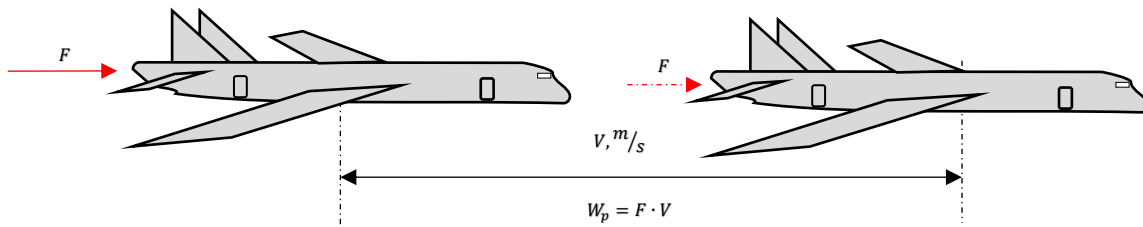


Figura 5.5.17

La potencia de propulsión es el empuje que actúa sobre el avión a lo largo de una distancia por unidad de tiempo.

$$\dot{W}_p = F \cdot V_{\text{avión}} = \dot{m}(V_{\text{salida}} - V_{\text{entrada}})V_{\text{avión}} \quad (\text{kW}) \quad 5.38$$

El trabajo neto desarrollado por un turborreactor es cero. Por lo tanto, no es posible definir la eficiencia de un turborreactor de la misma manera que para motores de turbina de gas estacionarios. En lugar de eso se debe usar la definición general de eficiencia, la cual es la relación de la salida deseada y la entrada requerida. La salida deseada en un turborreactor es la potencia producida para impulsar el avión $\dot{W}_p$, y la entrada requerida es el poder calorífico del combustible $\dot{Q}_{\text{entrada}}$. La relación de estas dos cantidades se llama eficiencia de propulsión y está dada por

$$\eta_p = \frac{\text{Potencia de propulsión}}{\text{Relación de entrada de energía}} = \frac{\dot{W}_p}{\dot{Q}_{\text{entrada}}} \quad 5.39$$

La eficiencia de propulsión es una medida de qué tan eficientemente la energía térmica liberada durante el proceso de combustión se convierte en energía de propulsión. La parte remanente de la energía liberada se mostrará como la energía cinética de los gases de escape relativa a un punto fijo sobre el suelo y como un incremento en la entalpía del aire que sale de la máquina.

EJEMPLO: El ciclo ideal para propulsión por reacción

Un avión de turborreactor vuela con una velocidad de 850 pies/s a una altura donde el aire está a 5 psia y -40°F . El compresor tiene una relación de presión de 10 y la temperatura de los gases a la entrada de la turbina es de 2000°F . El aire entra al compresor a una tasa de 100 lbm/s. Utilice las suposiciones del aire frío estándar para determinar a) la temperatura y la presión de los gases en la salida de la turbina, b) la velocidad de los gases en la salida de la tobera y c) la eficiencia de propulsión del ciclo.

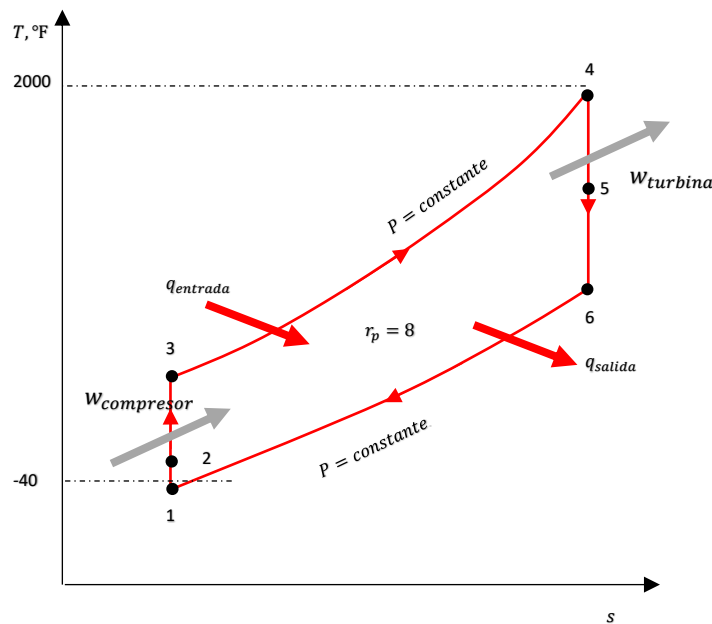


Figura
Diagrama T-s para el ciclo del turborreactor descrito en el ejemplo 9-9.

Solución:

Se han especificado las condiciones de operación de un avión de turborreactor y se determinarán la temperatura y la presión a la salida de la turbina, la velocidad de los gases a la salida de la tobera y la eficiencia de propulsión del ciclo.

Suposiciones:

1. Existen condiciones estables de operación.
2. Las suposiciones de aire frío estándar son aplicables, por lo tanto puede suponerse que el aire tiene calores específicos constantes a temperatura ambiente ($C_p = 0.240 \text{ Btu/lbm} \cdot ^{\circ}\text{F}$ y $k = 1.4$).

3. Los cambios de energía cinética y potencial son insignificantes, excepto en la entrada del difusor y en la salida de la tobera. 4. La salida de trabajo de la turbina es igual a la entrada de trabajo del compresor.

Análisis:

El diagrama $T - s$ para el ciclo ideal de propulsión por reacción descrito se muestra en la figura 9-50. Se observa que los componentes involucrados en el ciclo de propulsión por reacción son dispositivos de flujo estable. a) Antes de que se pueda determinar la temperatura y la presión en la salida de la turbina, se necesita encontrar las temperaturas y presiones en los otros estados: Proceso 1-2 (compresión isentrópica de un gas ideal en un difusor): por conveniencia, podemos suponer que el avión está estacionario y que el aire se mueve hacia el avión a una velocidad de $V_1 = 850 \text{ pies/s}$. Idealmente, el aire saldrá del difusor con una velocidad insignificante ($V_2 \cong 0$):

$$h_2 + \frac{V_2^2}{2} = h_1 + \frac{V_1^2}{2}$$

$$0 = C_p(T_2 - T_1) - \frac{V_1^2}{2}$$

$$T_2 = T_1 + \frac{V_1^2}{2C_p} = 420 \text{ R} + \frac{(850 \text{ pies/s})^2}{2(0.240 \text{ Btu/lbm} \cdot \text{R})} \left(\frac{1 \text{ Btu/lbm}}{25037 \text{ pies}^2/\text{s}^2} \right) = 480 \text{ R}$$

$$P_2 = P_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{k/(k-1)} = (5 \text{ psia}) \left(\frac{480 \text{ R}}{420 \text{ R}} \right)^{1.4/(1.4-1)} = 0.8 \text{ psia}$$

Proceso 2-3 (compresión isentrópica de un gas ideal en un compresor):

$$P_3 = (r_p)(P_2) = (10)(0.8 \text{ psia}) = 80 \text{ psia} (= P_4)$$

$$T_3 = T_2 \left(\frac{P_3}{P_2} \right)^{(k-1)/k} = (480 \text{ R}) \left(\frac{80 \text{ psia}}{0.8 \text{ psia}} \right)^{(1.4-1)/1.4} = 927 \text{ R}$$

Proceso 4-5 (expansión isentrópica de un gas ideal en una turbina): sin tomar en cuenta los cambios de la energía cinética en el compresor y la turbina, y suponiendo que el trabajo de ésta será igual al trabajo del compresor, encontramos que la temperatura y la presión a la salida de la turbina son

$$W_{\text{comp,entrada}} = W_{\text{turb,salida}}$$

$$h_3 - h_2 = h_4 - h_5$$

$$C_p(T_3 - T_2) = C_p(T_4 - T_5) \rightarrow T_5 = T_4 - T_3 + T_2$$

$$T_5 = (2460 - 927 + 480)R = 2013 R$$

$$P_5 = P_4 \left(\frac{T_5}{T_4} \right)^{k/(k-1)} = (80 \text{ psia}) \left(\frac{2013 R}{2460 R} \right)^{1.4/(1.4-1)} = 39.7 \text{ psia}$$

b) Para encontrar la velocidad en la salida de la tobera, primero se necesita determinar la temperatura de salida de la tobera y después aplicar la ecuación de energía de flujo estable. Proceso 5-6 (expansión isentrópica de un gas ideal en una tobera):

$$T_6 = T_5 \left(\frac{P_6}{P_5} \right)^{(k-1)/k} = (2013 R) \left(\frac{5 \text{ psia}}{39.7 \text{ psia}} \right)^{(1.4-1)/1.4} = 1114 R$$

$$h_6 + \frac{V_6^2}{2} = h_5 + \frac{V_5^2}{2} \quad \text{pero } \frac{V_5^2}{2} = 0$$

$$0 = C_p(T_6 - T_5) - \frac{V_6^2}{2} \rightarrow V_6 = \sqrt{2C_p(T_5 - T_6)}$$

$$V_6 = \sqrt{2 \left(0.240 \text{ Btu/lbm} \cdot R \right) [(2013 - 1114)R] \left(\frac{25037 \text{ pies}^2/\text{s}^2}{1 \text{ Btu/lbm}} \right)} = 3288 \text{ pies/s}$$

c) La eficiencia de propulsión de un turborreactor es la relación entre la potencia de propulsión desarrollada $\dot{W}_p$ y la relación de transferencia de calor total hacia el de trabajo:

$$\dot{W}_p = \dot{m}(V_{\text{salida}} - V_{\text{entrada}})V_{\text{avión}}$$

$$(100 \text{ lbm/s})[(3288 - 850) \text{ pies/s}](850 \text{ pies/s}) \left(\frac{1 \text{ Btu/lbm}}{25037 \text{ pies}^2/\text{s}^2} \right)$$

$$= 8276 \text{ Btu/s} \quad u(11707 \text{ hp})$$

$$\dot{Q}_{\text{entrada}} = \dot{m}(h_4 - h_3) = \dot{m}C_p(T_4 - T_3)$$

$$= (100 \text{ lbs/s}) \left(0.240 \text{ Btu/lbm} \cdot R \right) [(2460 - 927)R] = 36794 \text{ Btu/s}$$

$$\eta_P = \frac{\dot{W}_P}{\dot{Q}_{\text{entrada}}} = \frac{8276 \text{ Btu/s}}{36794 \text{ Btu/s}} = 22.5\%$$

Es decir, 22.5 por ciento de la entrada de energía se usa para impulsar el avión y para superar la fuerza de arrastre ejercida por el aire atmosférico. Explicación de lo que sucede con el resto de la energía:

$$K\dot{E}_{salida} = \dot{m} \frac{V_g^2}{2} = (100 \text{ lbm/s}) \left\{ \frac{[(3288 - 850) \text{ pies/s}]^2}{2} \right\} \left(\frac{1 \text{ Btu/lbm}}{25037 \text{ pies}^2/\text{s}^2} \right)$$

$$= 11867 \text{ Btu/s} \quad (32.2\%)$$

$$\dot{Q}_{salida} = \dot{m}(h_6 - h_1) = \dot{m}C_p(T_6 - T_1)$$

$$= (100 \text{ lbs/s}) (0.240 \text{ Btu/lbm} \cdot \text{R}) [(1114 - 420) \text{ R}] = 16651 \text{ Btu/s} \quad (45.3\%)$$

Por lo tanto, 32.2 por ciento de la energía aparecerá como exceso de energía cinética (energía cinética de los gases relativa a un punto fijo sobre el suelo). Observe que, para la eficiencia de propulsión más alta, la velocidad de los gases de escape relativa al suelo V_g debe ser cero; es decir, los gases de escape deben salir de la tobera a la velocidad del avión. El 45.3 por ciento restante de la energía se presenta como un incremento en la entalpía de los gases que salen de la máquina. Estas dos últimas formas de energía con el tiempo se volverán parte de la energía interna del aire atmosférico (Figura 5.5.18).

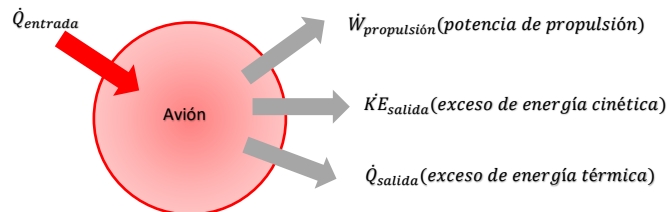


Figura 5.5.18

La energía suministrada a un avión (a partir de la quema de combustible) se manifiesta en diversas formas.

BIBLOGRAFÍA

1. Termodinámica, 5ta. Edición, Autores: Yunues Cengel, Michael Boles
2. Fundamento de Ingeniería Termodinámica, Autores: Michael Boles, Howard Shapiro
3. Mecanica de fluidos: Fundamentos y aplicaciones, 1ra. Edición, Autores: Yunus Cengel, John Cimbala.
4. Mecanica de fluidos, 7ma., Edición, Autor: Robert Mott.

ANEXOS