

TERMODINÁMICA CON ENFOQUE A LA INGENIERÍA EN ENERGÍA

*Gilberto Espinosa Paredes
Alejandro Vázquez Rodríguez
Sergio Quezada García
Érick Gilberto Espinosa Martínez*

Ingeniería y Tecnología



TERMODINÁMICA CON ENFOQUE A LA INGENIERÍA EN ENERGÍA

*Gilberto Espinosa Paredes
Alejandro Vázquez Rodríguez
Sergio Quezada García
Érick Gilberto Espinosa Martínez*



Editorial Área de Innovación y Desarrollo,S.L.

Quedan todos los derechos reservados. Esta publicación no puede ser reproducida, distribuida, comunicada públicamente o utilizada, total o parcialmente, sin previa autorización.

© del texto: **los autores**

ÁREA DE INNOVACIÓN Y DESARROLLO, S.L.

Avda. Juan Gil Albert, 1 - 03802 - ALCOY (ALICANTE) info@3ciencias.com

Primera edición: **noviembre 2021**

ISBN: **978-84-122093-7-2**

DOI: <https://doi.org/10.17993/IngyTec.2021.67>

ACERCA DE LOS AUTORES

Gilberto Espinosa Paredes

Universidad Autónoma Metropolitana–Iztapalapa, (México).

Alejandro Vázquez Rodríguez

Universidad Autónoma Metropolitana–Iztapalapa, (México).

Sergio Quezada García

Universidad Nacional Autónoma de México, (México).

Érick Gilberto Espinosa Martínez

Universidad Autónoma Metropolitana–Iztapalapa, (México).

ÍNDICE DE CONTENIDOS

PREFACIO	19
CAPÍTULO I: ASPECTOS GENERALES DE TERMODINÁMICA	21
1.1. Definición de Termodinámica.....	21
1.2. Dimensión, Unidad y Sistemas de Unidades	22
1.3. Sistemas, Fronteras y Entorno.....	22
1.3.1. Sistemas Termodinámicos	22
1.3.2. Entorno, Ambiente o Alrededores.....	23
1.3.3. Límites o Fronteras del Sistema.....	23
1.3.4. Sistema Abierto o Volumen de Control (VC)	23
1.3.5. Sistema Cerrado o Masa de Control (MC).....	23
1.3.6. Sistema Aislado	24
1.3.7. Sistema Adiabático	24
1.3.8. Fase	24
1.3.9. Sistema Homogéneo.....	24
1.3.10. Sistema Heterogéneo	24
1.4. Propiedades Termodinámicas	24
1.4.1. Tiempo, Masa, Mol, Masa Molar, Longitud y Fuerza	25
1.4.2. Propiedades Extensivas e Intensivas del Sistema.....	26
1.4.3. Propiedades Específicas y Molares.....	27
1.4.4. Volumen Específico, Densidad y Densidad Relativa	27
1.4.5. Tasas de Flujo Másico, Volumétrico y Molar	28
1.4.6. Presión	29
1.4.7. Temperatura.....	31
1.5. Estado y Equilibrio Termodinámicos	31
1.6. Proceso, Trayectoria y Ciclo.....	33
1.7. Cambio de Estado y Diferenciales Exacta e Inexacta	34
1.8. Procesos Cuasiestáticos.....	35
1.9. Flujo de los Fluidos.....	36
1.9.1. Flujo Uniforme y No Uniforme	36
1.9.2. Flujo Estacionario y No Estacionario	36
1.9.3. Flujo de Una, Dos y Tres Dimensiones	37
1.9.4. Flujo Laminar y Turbulento.....	37
1.9.5. Flujo Compresible e Incompresible	38
1.10. Energía, Cambio y Transferencia de Energía	39

1.10.1. Energía y Formas de Energía	39
1.10.2. Energía Cinética	39
1.10.3. Energía Potencial	39
1.10.4. Energía Interna	40
1.10.5. Energía Pv (Energía de Flujo).....	40
1.10.6. Entalpía	41
1.10.7. Cambio de Energía.....	42
1.10.8. Trabajo y Potencia Mecánica.....	42
1.10.9. Calor y Potencia Térmica	46
1.10.10. Transferencia de Masa.....	49
1.11. Primera Ley de la Termodinámica	49
1.11.1. Procesos y Fronteras Adiabáticos.....	49
1.11.2. La Primera Ley de la Termodinámica.....	50
1.11.3. Procesos No Adiabáticos	51
1.11.4. Balances de Energía en Sistemas Cerrados y Aislados.....	52
1.11.5. Balances de Energía en Sistemas Abiertos.....	53
1.11.6. Transición de Sistema Cerrado a Sistema Abierto.....	54
1.11.7. Conservación de la Masa en un Sistema Abierto.....	56
1.11.8. Conservación de la Energía en un Sistema Abierto	57
1.12. Segunda Ley de la Termodinámica	60
1.12.1. Características de un Proceso Reversible	61
1.12.2. Tipos de Irreversibilidades.....	62
1.12.3. Máquinas Térmicas	62
1.12.4. Ciclos de Potencia.....	64
1.12.5. Ciclos Invertidos (Refrigeradores y Bombas de Calor).....	64
1.13. Expresiones de la Segunda Ley.....	65
1.13.1. Enunciado de Clausius.....	65
1.13.2. Enunciado de Kelvin–Planck.....	65
1.13.3. Equivalencia de Ambos Enunciados	66
1.13.4. Rendimiento Máximo de las Máquinas Térmicas	66
1.13.5. El Ciclo de Carnot.....	68
1.14. Procesos Cuasiestáticos.....	69
1.14.1. La Desigualdad de Clausius.....	69
1.14.2. Variación de Entropía	69
1.14.3. Calor en Procesos Internamente Reversibles.....	71
1.14.4. Variación de Entropía en Procesos Irreversibles	72

1.14.5. Principio de Aumento de Entropía	73
1.14.6. Ecuaciones TdS.....	73
1.15. Balance de Entropía en Sistemas Cerrados	75
1.16. Balance de Entropía en Sistemas Abiertos	75
1.17. Exergía, Cambio y Transferencia de Exergía	75
1.17.1. ¿Qué es la Exergía?.....	76
1.17.2. Formas de Exergía.....	77
1.17.3. Exergía de la Energía Cinética.....	77
1.17.4. Exergía de la Energía Potencial.....	78
1.17.5. Exergía Física.....	78
1.17.6. Exergía de la Energía de Flujo.....	79
1.17.7. Exergía Total de un Sistema Cerrado	80
1.17.8. Cambio de Exergía Total de un Sistema Cerrado	80
1.17.9. Flujo de Exergía.....	81
1.17.10. Cambio de Exergía de una Corriente de Fluido.....	81
1.17.11. Transferencia de Exergía por Calor, Trabajo y Masa.....	82
1.17.12. Transferencia de Exergía por Transferencia de Calor.....	82
1.17.13. Transferencia de Exergía por Trabajo	82
1.17.14. Transferencia de Exergía por Transferencia de Masa.....	82
1.17.15. Destrucción de Exergía	83
1.17.16. Balance de Exergía.....	83
1.17.17. Balance de Exergía de un Sistema Cerrado.....	84
1.17.18. Balance de Exergía de un Sistema Abierto.....	84
1.17.19. Balance de Exergía de Sistemas en Flujo Estacionario.....	85
1.17.20. Trabajo Reversible.....	86
1.17.21. Eficiencia Exergética	86
1.18. Análisis de Masa, Energía, Entropía y Exergía en Estado Estacionario.....	89
.....	89
CAPÍTULO II: CICLOS DE POTENCIA DE GASES.....	93
2.1. El Ciclo de Aire Estándar.....	93
2.2. Ciclo de Carnot	94
2.3. Ciclo de Otto.....	97
2.4. Ciclo Diésel	100
2.5. Ciclo Atkinson.....	103
2.6. Ciclo Dual.....	106
2.7. Ciclo Stirling.....	110

2.8. Ciclo Ericsson.....	112
2.9. Ciclo Lenoir.....	114
2.10. Ciclo Wicks	117
2.11. Ciclo Rallis	119
2.12. Ciclo Brayton o Joule (ciclo cerrado)	121
2.13. Ciclo Regenerativo de Turbina de Gas	126
2.14. Ciclo de Recalentamiento de la Turbina de Gas	129
2.15. Ciclo de Turbina de Gas con Enfriamiento Intermedio.....	134
2.16. Ciclo de Turbina de Gas con Recalentamiento y Regeneración.....	136
2.17. Ciclo de Turbina de Gas con Recalentamiento y Enfriamiento Intermedio.....	137
2.18. Ciclo de Turbina de Gas con Regeneración, Recalentamiento y Enfriamiento Intermedio.....	138
CAPÍTULO III: CICLOS DE POTENCIA DE VAPOR	139
3.1. Parámetros de Rendimiento.....	139
3.2. Ciclo de Carnot	141
3.3. Ciclo de Rankine Básico	144
3.3.1. Ciclo básico de Rankine con vapor saturado.....	144
3.3.2. Ciclo básico de Rankine con vapor sobrecalentado	147
3.4. Ciclo de Rankine con Recalentamiento	148
3.5. Ciclo de Rankine con Regeneración.....	151
CAPÍTULO IV: CICLOS DE REFRIGERACIÓN	159
4.1. Parámetro de Rendimiento	159
4.2. Unidad de Refrigeración.....	160
4.3. Ciclo de Carnot de Refrigeración	160
4.4. Ciclo de Refrigeración por Aire	163
4.5. Ciclos de Compresión de Vapor.....	168
4.6. Sistemas de Refrigeración en Cascada de dos Etapas	174
4.7. Sistemas de Refrigeración por Compresión en Etapas	178
CAPÍTULO V: GASES IDEALES Y SUS MEZCLAS NO REACTIVAS	183
5.1. Definición del Gas Ideal y su Ecuación de Estado.....	183
5.2. Superficie de Estados	186
5.3. Energía Interna, Entalpía y Capacidades Térmicas Específicas.....	189
5.4. El Gas Perfecto	192
5.5. Procesos Cuasiestáticos.....	194

5.5.1. Proceso Isobárico.....	194
5.5.2. Proceso Isocórico.....	195
5.5.3. Proceso Isotérmico.....	195
5.5.4. Proceso Adiabático.....	196
5.5.5. Proceso Politrópico.....	197
5.5.6. Entropía.....	200
5.6. Análisis de Composición de las Mezclas de Gases Ideales.....	202
CAPÍTULO VI: FUNDAMENTOS DE PSICROMETRÍA.....	207
6.1. Propiedades Termodinámicas del Aire y Vapor de Agua.....	207
6.1.1. Definiciones del Aire.....	207
6.1.2. Composición del Aire Húmedo.....	208
6.1.3. Propiedades Termodinámicas del Aire Seco.....	209
6.1.4. Propiedades Termodinámicas del Vapor de Agua.....	210
6.2. Propiedades de la Mezcla Aire–Vapor de Agua.....	211
6.2.1. Ley de Dalton de las Presiones Parciales.....	211
6.2.2. Mezcla Aire–Vapor de Agua.....	212
6.2.3. Humedad Absoluta o Específica (Relación de Humedad).....	213
6.2.4. Humedad Relativa.....	213
6.2.5. Volumen, Entalpía y Entropía Específicos.....	214
6.2.6. Temperaturas del Aire–Vapor de Agua.....	215
6.3. Proceso de Saturación Adiabática.....	218
6.4. Temperatura de Bulbo Húmedo.....	220
6.5. Carta Psicrométrica.....	221
6.5.1. Líneas de Humedad Relativa ϕ Constante.....	222
6.5.2. Líneas Isoentálpicas.....	222
6.5.3. Líneas de Volumen Específico Constante.....	223
6.6. Procesos de Aire Acondicionado.....	223
6.6.1. Mezcla Adiabática de Dos Corrientes de Aire.....	223
6.6.2. Calentamiento y Enfriamiento Simple.....	225
6.6.3. Enfriamiento y Deshumidificación.....	227
6.6.4. Enfriamiento y Humidificación (Enfriamiento Evaporativo).....	229
6.6.5. Calentamiento y Deshumidificación.....	231
6.6.6. Humidificación.....	231
6.6.7. Deshumidificación.....	234
CAPÍTULO VII: FUNDAMENTOS DE COMBUSTIÓN.....	237
7.1. Elementos del Proceso de la Combustión.....	237

7.2. Combustibles.....	238
7.3. Estequiometría de las Reacciones de Combustión.....	238
7.4. Composición del Aire como Oxidante	240
7.5. Reacción Teórica o Estequiométrica.....	240
7.6. Exceso de Aire	242
7.7. Relación Aire–Combustible y Relación de Equivalencia	245
7.8. Combustión Incompleta	253
7.9. Aire Húmedo	250
7.10. Combustión Completa con Exceso de Aire Húmedo	251
7.11. Combustión Incompleta con Exceso de Aire Seco	252
7.12. Combustión Incompleta con Aire Húmedo Estequiométrico.....	252
7.13. Combustión Incompleta con Exceso de Aire Húmedo	252
7.14. Análisis de Orsat.....	253
7.15. Temperatura de Rocío y Porcentaje de Agua de Condensación.....	255
7.16. Análisis de Energía	258
7.17. Calor de Combustión y Poder Calorífico.....	262
7.18. Temperatura de Flama Adiabática.....	265
7.19. Análisis de Entropía	269
7.20. Análisis Termoquímico de Sistemas a Volumen Constante.....	270
7.21. Análisis de Exergía	272
7.22. Análisis de Mezclas Combustibles	273
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	279

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1 Presiones atmosférica, manométrica, absoluta y de vacío.	30
Figura 1.2 Diferentes trayectorias de procesos para los estados termodinámicos A y B.	32
Figura 1.3 Ciclo termodinámico o proceso cíclico.....	33
Figura 1.4 Flujo estacionario no uniforme y uniforme y flujo transitorio.....	37
Figura 1.5 Perfiles de velocidad. (a) Flujo unidimensional. (b) Flujo bidimensional.	37
Figura 1.6 Flujos turbulento y laminar.....	38
Figura 1.7 Trabajos o áreas bajo las trayectorias a , b y c desde el mismo estado inicial.....	45
Figura 1.8 Sistema abierto y sistema cerrado relacionado con él.....	54
Figura 1.9 Esquema empleado para desarrollar el balance de energía para un sistema abierto, con un sistema cerrado en movimiento que pasa por él.....	57

Figura 1.10 Esquema de una máquina térmica. Se representan los dos depósitos (caliente <i>A</i> y frío <i>B</i>), el proceso cíclico y los flujos de calor y trabajo.....	63
Figura 1.11 Esquema de una máquina invertida. Se representan los dos depósitos (caliente <i>A</i> y frío <i>B</i>), el proceso cíclico y los flujos de calor y trabajo.....	65
Figura 1.12 Esquema de máquinas térmicas que es imposible que existan, según los enunciados de Clausius y Kelvin–Planck.....	65
Figura 1.13 La violación de Clausius implica la violación de Kelvin–Planck.....	66
Figura 1.14 La violación de Kelvin–Planck implica la violación de Clausius.....	66
Figura 1.15 Rendimientos máximos de máquinas térmicas, en función de la relación de temperaturas entre uno de los depósitos y el ambiente.....	68
Figura 1.16 Dos ciclos internamente reversibles empleados para demostrar que la entropía es una propiedad.....	70
Figura 1.17 Interpretación gráfica del calor en procesos internamente reversibles ...	71
Figura 1.18 Interpretación gráfica del trabajo y el calor netos intercambiados en procesos cíclicos internamente reversibles.....	71
Figura 1.19 Variación de entropía en procesos con irreversibilidades internas.....	72
Figura 2.1 El ciclo de Carnot en los diagramas <i>PV</i> y <i>TS</i>	95
Figura 2.2 Eficiencia térmica de Carnot en función de la relación de temperaturas entre los dos depósitos de calor.....	97
Figura 2.3 Ciclo Otto en los diagramas <i>TS</i> y <i>PV</i>	97
Figura 2.4 Eficiencia térmica del ciclo de Otto en función de <i>r</i> y <i>k</i>	100
Figura 2.5 Ciclo de Diesel en los diagramas <i>TS</i> y <i>PV</i>	100
Figura 2.6a Eficiencia térmica del ciclo Diésel en función de <i>r</i> , <i>r_c</i> y <i>k</i> =1.4.....	103
Figura 2.6b Eficiencia térmica del ciclo Diésel en función de <i>r</i> , <i>r_c</i> y <i>k</i> =1.4.....	103
Figura 2.7 Ciclo de Atkinson en los diagramas <i>TS</i> y <i>PV</i>	104
Figura 2.8 Eficiencia térmica del ciclo de Atkinson en función de <i>r</i> , <i>r₂</i> y <i>k</i> = 1.4.....	106
Figura 2.9 El ciclo Dual en los diagramas <i>PV</i> y <i>TS</i>	107
Figura 2.10 El ciclo Stirling en los diagramas <i>PV</i> y <i>TS</i>	110
Figura 2.11 El ciclo Ericsson en los diagramas <i>PV</i> y <i>TS</i>	113
Figura 2.12 El ciclo Lenoir en los diagramas <i>PV</i> y <i>TS</i>	115
Figura 2.13 Eficiencia térmica del ciclo de Lenoir en función de <i>r</i> y <i>k</i>	116
Figura 2.14 El ciclo Wicks en los diagramas <i>PV</i> y <i>TS</i>	117
Figura 2.15 Eficiencia térmica del ciclo de Wicks en función de <i>r</i> y <i>k</i>	118
Figura 2.16 El ciclo Rallis en los diagramas <i>PV</i> y <i>TS</i>	119
Figura 2.17 Ciclo Brayton (<i>a</i>) abierto y (<i>b</i>) cerrado.....	121

Figura 2.18 El ciclo Brayton en los diagramas PV y TS	122
Figura 2.19 Eficiencia térmica del ciclo de Brayton ideal en función de r y k	124
Figura 2.20 Trabajo específico neto en función de r , τ y $k = 1.4$	126
Figura 2.21 Ciclo Regenerativo y su diagrama TS	127
Figura 2.22 Eficiencia contra la relación de presiones para el ciclo regenerativo...129	
Figura 2.23 Ciclo de Recalentamiento y diagrama TS	130
Figura 2.24 Eficiencia del ciclo de Recalentamiento en función de r , τ y $k = 1.4$...134	
Figura 2.25 Trabajo específico del ciclo de recalentamiento en función de r , τ y $k = 1.4$	134
Figura 2.26 Ciclo de turbina de gas con enfriamiento intermedio.....	134
Figura 2.27 Ciclo con enfriamiento intermedio y diagramas PV y TS	135
Figura 2.28 Ciclo con recalentamiento y regeneración, y su diagrama TS	136
Figura 2.29 Ciclo con recalentamiento y enfriamiento intermedio.....	137
Figura 2.30 Ciclo con regeneración, recalentamiento e interenfriamiento.....	138
Figura 3.1 Disposición para el ciclo de Carnot.....	141
Figura 3.2 El ciclo de Carnot en el diagrama Ts	142
Figura 3.3 Eficiencia de Carnot en función de la relación de temperaturas τ	143
Figura 3.4 Dispositivos utilizados en un ciclo de Rankine básico.....	145
Figura 3.5 Ciclo de Rankine básico con vapor saturado en el diagrama Ts	145
Figura 3.6 Ciclo de Rankine con sobrecalentamiento.....	147
Figura 3.7 Ciclo de Rankine con vapor sobrecalentado en el diagrama Ts	147
Figura 3.8 Ciclo de Rankine con recalentamiento.....	149
Figura 3.9 Ciclo de Rankine con vapor recalentado en el diagrama Ts	149
Figura 3.10 Ciclo de Rankine regenerativo con calentador abierto.....	152
Figura 3.11 Ciclo de Rankine regenerativo con calentador abierto en el diagrama Ts	152
Figura 3.12 Ciclo de Rankine regenerativo con calentador cerrado.....	155
Figura 3.13 Ciclo de Rankine regenerativo con calentador cerrado en el diagrama Ts	155
Figura 4.1 Esquema de un refrigerador. Se representan los dos depósitos (caliente A y frío B), el proceso cíclico y los flujos de calor y trabajo.....	159
Figura 4.2 El ciclo de Carnot invertido en los diagramas PV y TS	160
Figura 4.3 COP de Carnot invertido en función de la relación de temperaturas τ	163
Figura 4.4 Esquema de refrigeración del ciclo Bell–Coleman.....	164
Figura 4.5 Ciclo de Bell–Coleman de refrigeración en los diagramas PV y TS	164

Figura 4.6 Esquema del ciclo de compresión de vapor.....	169
Figura 4.7 Ciclo de compresión seca en los diagramas TS y PH	169
Figura 4.8 Ciclo de compresión húmeda en los diagramas TS y PH	170
Figura 4.9 Vapor seco y saturado al final de la compresión.....	170
Figura 4.10 Vapor sobrecalentado al final de la compresión.....	172
Figura 4.11 Vapor saturado al final de la compresión.....	173
Figura 4.12 Esquema de un sistema de refrigeración en cascada de dos etapas...175	
Figura 4.13 Sistema de refrigeración en cascada de dos etapas, diagrama T_s	176
Figura 4.14 Esquema de un sistema de refrigeración por compresión de dos etapas	179
Figura 4.15 Sistema de refrigeración por compresión de dos etapas, diagrama T_s	179
Figura 5.1 La superficie PvT y los diagramas Pv y PT para el gas ideal.....	187
Figura 5.2 La superficie PvT de un gas ideal.....	188
Figura 5.3 Diferentes procesos en los diagramas planos de un gas ideal.....	188
Figura 5.4 Representación de las isóbaras e isócoras en un diagrama T_s	188
Figura 5.5 Capacidades térmicas específicas del aire como un gas ideal.....	193
Figura 5.6 Entalpía h y energía interna u del aire como un gas ideal.....	194
Figura 5.7 Representación de diferentes procesos politrópicos en un diagrama Pv	198
Figura 6.1 Líneas isentálpicas del vapor de agua.....	211
Figura 6.2 Estado 2 de saturación del vapor de agua a T_{bs}	213
Figura 6.3 Líneas de temperatura de bulbo seco T_{bs} constante.....	216
Figura 6.4 Líneas de temperatura de bulbo húmedo T_{bh} constante.....	216
Figura 6.5 Líneas de temperatura de punto de rocío T_{pr} constante.....	217
Figura 6.6 Procesos de saturación de vapor en aire húmedo: 1–2 por compresión isotérmica y 1–3 por enfriamiento isóbarico.....	217
Figura 6.7 Esquema de un humidificador adiabático.....	218
Figura 6.8 Saturación de aire por el proceso de bulbo húmedo, proceso 1–2.....	221
Figura 6.9 Esquema de una carta psicrométrica.....	222
Figura 6.10 Mezcla de dos corrientes de aire húmedo.....	224
Figura 6.11 Mezcla de dos corrientes con condensación para el estado final 4.....	225
Figura 6.12 Calentamiento simple en los diagramas $T-s$ y $\omega-T_{bs}$	226
Figura 6.13 Enfriamiento simple en los diagramas $T-s$ y $\omega-T_{bs}$	226
Figura 6.14 Enfriamiento y deshumidificación del aire.....	227
Figura 6.15 Proceso de enfriamiento y deshumidificación en los diagramas $T-s$ y $\omega-T_{bs}$	228

Figura 6.16	Proceso de enfriamiento evaporativo en el diagrama $\omega-T_{bs}$	229
Figura 6.17	Calentamiento y deshumidificación en el diagrama $\omega-T_{bs}$	231
Figura 6.18	Procesos de humidificación en el diagrama $\omega-T_{bs}$	232
Figura 6.19	Proceso de humidificación de aire.....	233
Figura 6.20	Procesos de calentamiento (1-1') y humidificación (1'-2) de aire.....	233
Figura 6.21	Procesos de calentamiento, humidificación y recalentamiento.....	234
Figura 6.22	Proceso de humidificación de aire en el diagrama T-s y $\omega-T_{bs}$	234
Figura 6.23	Proceso de deshumidificación de aire.....	235
Figura 6.24	Proceso de deshumidificación de aire en el diagrama T-s y $\omega-T_{bs}$	235
Figura 7.1	Esquema del proceso de combustión.....	238
Figura 7.2	Esquema de la temperatura de flama adiabática.....	265

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1.1	Interacciones generalizadas de trabajo cuasiestático.....	43
Tabla 1.2	Balances y eficiencias de procesos continuos.....	90
Tabla 2.1	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Carnot.....	96
Tabla 2.2	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Otto.....	98
Tabla 2.3	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Diesel.....	102
Tabla 2.4	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Atkinson.....	105
Tabla 2.5	Resumen del análisis termodinámico del ciclo dual.....	107
Tabla 2.6	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Stirling.....	111
Tabla 2.7	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Ericsson.....	114
Tabla 2.8	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Lenoir.....	116
Tabla 2.9	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Wicks.....	117
Tabla 2.10	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rallis.....	120
Tabla 2.11	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Brayton.....	122
Tabla 3.1	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Carnot.....	142
Tabla 3.2	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine.....	145
Tabla 3.3	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine sobrecalentado	148
Tabla 3.4	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine recalentado	150
Tabla 3.5	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine regenerativo	153
Tabla 3.6	Análisis termodinámico del ciclo de Rankine regenerativo.....	156
Tabla 4.1	Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Carnot invertido.....	162

Tabla 4.2 Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Bell–Coleman.....	167
Tabla 4.3 Resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor	171
Tabla 4.4 Resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor	172
Tabla 4.5 Resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor	173
Tabla 4.6 Análisis termodinámico del ciclo en cascada de dos etapas.....	176
Tabla 4.7 Resumen del análisis termodinámico del ciclo en cascada de dos etapas ...	180
Tabla 4.7 Resumen del análisis termodinámico del ciclo en cascada de dos etapas (conclusión).....	180
Tabla 5.1 Constantes específicas del gas para 8 gases comunes.....	184
Tabla 5.2 Expresiones de la ecuación de estado del gas ideal.....	185
Tabla 5.3 Expresiones de la ETE de un proceso adiabático reversible.....	197
Tabla 5.4 Casos comunes de procesos politrópicos.....	198
Tabla 5.5 Expresiones de la ETE de un proceso politrópico.....	199
Tabla 5.6 Resumen de procesos cuasiestáticos en gases ideales (base masa).....	202
Tabla 5.7 Propiedades termodinámicas de mezclas de gases ideales.....	205
Tabla 6.1 Composición del aire atmosférico.....	208
Tabla 7.1 Composición estándar del aire seco.....	240
Tabla 7.2 Reacciones de combustión completa, con aire estequiométrico, de combustibles gaseosos.....	242
Tabla 7.3 Reacciones de combustión completa de combustibles gaseosos con 10% de exceso de aire requerido.....	244
Tabla 7.4 Relación aire–combustible para combustión completa con aire estequiométrico $\lambda=1$ y 10% de exceso de aire $\lambda=1.1$	246
Tabla 7.5 Relaciones entre las tres variables R_{CA} , ϕ y %EA para describir mezclas de reacción.....	248
Tabla 7.6 Reacciones de combustión incompleta con aire estequiométrico ($\lambda = 1$) y 10% de carbono como CO en los gases de combustión ($\psi= 0.1$).....	250
Tabla 7.7 Reacciones de combustión incompleta con aire estequiométrico y 10% de carbono en los gases de combustión.....	248
Tabla 7.8 Combustibles gaseosos y su poder calorífico superior e inferior en el caso de combustión completa con aire estequiométrico ($\lambda = 1$).....	264

PREFACIO

Este libro monográfico está basado en las unidades de enseñanza y aprendizaje (uea o cursos) de la Licenciatura de Ingeniería en Energía que se ha impartido en la Universidad Autónoma Metropolitana campus Iztapalapa desde 1974. El pilar termodinámico está formado por 6 ueas fundamentales del tronco profesional que son incorporadas por su valor pedagógico que constituyen desde bases fundamentales para estudiantes principiantes hasta aplicaciones para estudiantes intermedios con ejes verticales de ueas optativas avanzadas.

Como fortaleza, los autores conocen a detalle las necesidades bibliográficas de los estudiantes, pues ellos mismos fueron estudiantes de la universidad en distintas épocas y en dos ramas distintas, física y energía; cronológicamente: el Profesor Alejandro Vázquez Rodríguez fue estudiante de física en la primera generación de la universidad; el Profesor Gilberto Espinosa Paredes, estudiante de la carrera de Ingeniería en Energía en la generación de 1980; el Profesor Sergio Quezada García, en la generación de 2004; y finalmente el Profesor Erick G. Espinosa Martínez, en la generación 2010. Los autores también se han desempeñado como profesores en la Licenciatura de Ingeniería en Energía, para la que está dirigida esta obra y como investigadores en el área de energía en donde el uso y aplicación de los conceptos termodinámicos son cruciales.

En forma muy resumida el libro trata, de las tres leyes de la termodinámica, ciclos de potencia, ciclos de refrigeración, propiedades de las sustancias y/o sistemas como entropía, energía y exergía, pero no contempla extensivamente esta última por lo que se incluye un capítulo introductorio para el lector que esté interesado en el tema. Este último contenido será tratado con mucho más detalle en un futuro trabajo enfocado para estudiantes de último año y estudiantes que se aventuren a estudiar un posgrado. Esto temas están contenidos en 7 capítulos con 83 secciones.

Gilberto Espinosa Paredes

Universidad Autónoma Metropolitana–Iztapalapa

Primavera–2021

CAPÍTULO I: ASPECTOS GENERALES DE TERMODINÁMICA

La termodinámica es el estudio de la energía y las formas en que se puede utilizar para mejorar la vida de las personas en todo el mundo. El uso eficiente de las fuentes naturales y renovables de energía es uno de los problemas técnicos, políticos y ambientales más importantes del siglo XXI.

En los cursos básicos de mecánica, se estudia el concepto de fuerza y cómo se puede aprovechar para realizar trabajo. En termodinámica, se lleva a cabo un estudio paralelo de la energía y todas sus implicaciones tecnológicas. Los objetos estudiados en mecánica se denominan cuerpos, y se analizan mediante el uso de diagramas de cuerpo libre. Los objetos estudiados en termodinámica se denominan sistemas, y los diagramas de cuerpo libre de la mecánica se reemplazan por diagramas de sistemas.

La energía es uno de los conceptos más útiles jamás desarrollados. La energía puede estar contenida en un objeto o un sistema, como un resorte en espiral o un combustible, y puede transmitirse a través del espacio vacío como radiación electromagnética. La energía contenida en un sistema a menudo sólo está parcialmente disponible para su uso. Esto se denomina energía disponible del sistema y se trata en detalle más adelante en este capítulo.

Una de las leyes básicas de la termodinámica es que la energía se conserva. Esta ley es tan importante que se denomina como primera ley de la termodinámica. Establece que la energía se puede cambiar de una forma a otra, pero no se puede crear o destruir (es decir, la energía se “conserva”). Algunas de las formas más comunes de energía son: gravitacional, cinética, térmica, elástica, química, eléctrica, magnética y nuclear. Nuestra capacidad para convertir eficientemente la energía de una forma a otra forma más útil ha contribuido en gran parte al desarrollo de la tecnología que tenemos hoy.

1.1. Definición de Termodinámica

La termodinámica es la ciencia que estudia la transformación e interacción entre diferentes formas de energía y de las relaciones existentes entre las propiedades físicas de las sustancias involucradas en dichas transformaciones.

- La termodinámica, básicamente, implica cuatro leyes o axiomas conocidas como: *ley cero*, *primera ley*, *segunda ley* y *tercera ley de*

la termodinámica.

- La ley cero trata del equilibrio térmico y establece el concepto de temperatura.
- La primera ley arroja luz sobre el concepto de energía interna y establece el principio de conservación de la energía.
- La segunda ley indica el límite de la conversión del calor en trabajo, establece la dirección natural de los procesos espontáneos, determina la calidad entre diferentes formas de energía, establece el concepto de entropía e introduce el principio de aumento de la entropía.
- La tercera ley define el cero absoluto de la entropía.

Estas leyes se basan en el razonamiento lógico sustentado en observaciones experimentales y no tienen prueba matemática.

1.2. Dimensión, Unidad y Sistemas de Unidades

Dimensión es el nombre que se utiliza para caracterizar una cantidad física, por ejemplo; masa, longitud, tiempo se consideran como dimensiones.

Unidad es la magnitud y el nombre arbitrario que se asigna a una dimensión y que se adopta como patrón de medida, por ejemplo, kilogramo (kg), metro (m) y segundo (s), son unidades asignadas a las dimensiones de masa, longitud y tiempo, respectivamente. Las magnitudes de estas unidades son establecidas por los diferentes sistemas de unidades que se han construido.

Existen dos sistemas de unidades de mayor aplicación: el Sistema Internacional de Unidades, que se denominan como unidades del SI, y el Sistema Inglés de Unidades (el Sistema de Ingeniería Inglés). Las unidades del SI son las más utilizadas en todo el mundo, aunque el Sistema Inglés es el sistema tradicional de América del Norte y otros países de habla inglesa, en este libro se emplean únicamente las unidades del SI, por lo que toda mención de unidades se referirá a éstas.

1.3. Sistemas, Fronteras y Entorno

1.3.1. Sistemas Termodinámicos

Los sistemas termodinámicos son regiones del espacio, objetos, dispositivos o

combinación de dispositivos que contienen una cierta cantidad de materia y/o energía que se estudia. Es importante definir cuidadosamente el término sistema como la porción de toda la materia o el objeto de interés considerado para su análisis.

1.3.2. Entorno, Ambiente o Alrededores

Todo lo que se encuentra en el universo, con excepción del sistema, se denomina ambiente, entorno o alrededores.

1.3.3. Límites o Fronteras del Sistema

La envoltura, superficie o pared hipotética o real que encierra al sistema y lo separa de su entorno es el límite o frontera del sistema. A su vez estos límites o fronteras se pueden clasificar de la siguiente manera:

- **Rígidas** son las que no pueden desplazarse, es decir, no permiten el cambio de volumen del sistema.
- **Móviles** son las que pueden desplazarse.
- **Reales** son las que delimitan físicamente al sistema.
- **Imaginarias** son delimitaciones hipotéticas del sistema.
- **Permeables** permiten el paso de materia.
- **Impermeables** no permiten el paso de materia.
- **Diatérmicas** permiten el paso de energía en forma de calor.
- **Adiabáticas** no permiten el paso de energía en forma de calor.

1.3.4. Sistema Abierto o Volumen de Control (VC)

Este se define como un sistema en el cual a la materia (masa) y a la energía se les permite cruzar las fronteras del sistema.

1.3.5. Sistema Cerrado o Masa de Control (MC)

Este se define como un sistema en el que la materia no cruza a través de los límites del sistema, en otras palabras, es un sistema que tiene una cantidad fija o constante de materia, de modo que ninguna cantidad de masa puede escapar o entrar.

1.3.6. Sistema Aislado

Este es un sistema cerrado que no es afectado por el entorno en absoluto, en el que ni la materia ni la energía cruzan su frontera.

Las definiciones y conceptos precedentes son fundamentales para la formulación de la termodinámica. A continuación se darán otras definiciones básicas, que son importantes en muchas aplicaciones.

1.3.7. Sistema Adiabático

Un sistema adiabático es aquel que está térmicamente aislado de su entorno. Puede, sin embargo, permitir el intercambio de energía en forma de trabajo con su entorno, si no lo hace, se convierte en un sistema aislado.

1.3.8. Fase

Una fase es una cantidad de materia que es homogénea en toda su composición química y estructura física.

1.3.9. Sistema Homogéneo

Un sistema que consta de una sola fase se denomina sistema homogéneo. Ejemplos: mezcla de aire y vapor de agua (aire húmedo), gas natural (mezcla de gases combustibles y otros gases), aire seco (mezcla de gases sin vapor de agua).

1.3.10. Sistema Heterogéneo

Un sistema que consta de dos o más fases se denomina sistema heterogéneo. Ejemplos: agua (líquida o sólida) más vapor (gas), hielo más agua más vapor de agua (agua en sus tres fases) y agua más aceite.

1.4. Propiedades Termodinámicas

Una propiedad termodinámica es una característica física de la sustancia utilizada para describir su estado. Generalmente dos propiedades definen el estado o condición de la sustancia, de las cuales todas las demás propiedades pueden derivarse. Esto se conoce como postulado de estado y se definirá más adelante con mayor detalle. Algunos ejemplos de propiedades termodinámicas son temperatura, presión y volumen.

1.4.1. Tiempo, Masa, Mol, Masa Molar, Longitud y Fuerza

El tiempo t es una propiedad física o cualidad medible con la que se mide la duración de eventos y la unidad básica de tiempo es el segundo [s].

La masa m se define como la cantidad de materia que forma un cuerpo de forma y tamaño indefinidos. La unidad fundamental de masa es el kilogramo [kg].

En termodinámica, la unidad del número de moles n [mol] se utiliza comúnmente y se define como una cierta cantidad de sustancia que contienen todos los elementos o compuestos (componentes), es decir, el mol se define como la cantidad de sustancia que tiene un número de entidades elementales (átomos, moléculas, iones o partículas elementales) como átomos hay en 12 g de carbono-12.

La masa molar M de una sustancia dada, es una propiedad física definida como su masa por unidad de cantidad de sustancia. Su unidad fundamental en el SI es el [kg/kmol] (equivalente al g/mol). La ecuación que relaciona la masa m con el número de moles n y la masa molar M es

$$n = \frac{m}{M} \quad (1.1)$$

Si la masa m y la masa molar M se dan en g y g/mol, respectivamente, se obtiene n en mol. Si las unidades están en [kg] y [kg/kmol], n se da en [kmol]. Por ejemplo, 1 mol de agua, tiene una masa molar de 18 (comparado con 12 para el carbono-12), y tiene una masa de 18 g, mientras que para 1 kmol, la masa es de 18 kg.

La unidad básica de longitud es el metro [m], la fuerza es un tipo de acción que lleva a un cuerpo al reposo o cambia la dirección de su movimiento, la unidad derivada de fuerza es el newton [$N = \text{kg m/s}^2$].

Los cuatro conceptos, es decir, masa, tiempo, longitud y fuerza están interrelacionados por la segunda ley del movimiento de Newton, que establece que la fuerza que actúa sobre un cuerpo es proporcional a la masa y la aceleración en la dirección de la fuerza, tal como se da en la ecuación siguiente (si la masa m es constante)

$$F = ma \quad (1.2)$$

con F en [N]. En términos generales, la fuerza F se define como una cantidad física vectorial que mide la razón de cambio de la cantidad de movimiento lineal p ($p = mv$)

de un objeto de masa m y velocidad v . La ecuación muestra que la fuerza requerida para mover una masa de 1 kg con una aceleración de 1 m/s^2 es de $1 \text{ N} = 1 \text{ kg m/s}^2$. Es importante señalar que el valor de la aceleración gravitatoria de la Tierra es de $g = 9.80665 \text{ m/s}^2$ e indica que un cuerpo que cae libremente hacia la superficie de la tierra está sujeto a la acción de la gravedad solamente.

1.4.2. Propiedades Extensivas e Intensivas del Sistema

Las propiedades termodinámicas se clasifican como propiedades extensivas si éstas dependen de la cantidad de materia o del tamaño del sistema, es decir, si Φ es una propiedad extensiva del sistema, y el sistema se divide en k partes, entonces una propiedad extensiva satisface la siguiente relación

$$\Phi_{\text{sistema}} = \sum_{i=1}^k \Phi_i \quad (1.3)$$

donde Φ_i es la propiedad extensiva de la i -ésima parte que pertenece al sistema completo. Por ejemplo, la masa y el volumen de un sistema son propiedades extensivas debido a que:

$$V_{\text{sistema}} = \sum_{i=1}^k V_i \quad \text{y} \quad m_{\text{sistema}} = \sum_{i=1}^k m_i$$

donde V_i y m_i son el volumen y masa de la i -ésima parte del total en el que fue dividido el sistema. Generalmente en termodinámica, las letras mayúsculas se utilizan para denotar a las propiedades extensivas, con algunas excepciones, como la masa m y el número de moles n , entre otras.

Las propiedades intensivas son independientes de la cantidad de materia o del tamaño del sistema, es decir, si ϕ es una propiedad intensiva, y el sistema se divide en k partes, entonces una propiedad intensiva satisface la siguiente relación

$$\phi_{\text{sistema}} = \phi_i \quad (1.4)$$

donde ϕ_i es la propiedad intensiva de la i -ésima parte que compone al sistema. Por ejemplo, la temperatura y la presión son intensivas debido a que

$$T_{\text{sistema}} = T_i \quad \text{y} \quad P_{\text{sistema}} = P_i$$

donde T_i y P_i son la temperatura y presión de la i -ésima parte del total en el que fue dividido el sistema. Generalmente, las letras minúsculas denotan a las propiedades

intensivas, con algunas excepciones, como la presión P y la temperatura T entre otras.

1.4.3. Propiedades Específicas y Molares

Las propiedades extensivas por unidad de masa se convierten en propiedades intensivas, y se denominan propiedades específicas, es decir, si Φ es una propiedad extensiva del sistema, entonces

$$\frac{\Phi}{m} = \phi \quad (1.5)$$

en [unidad de Φ/kg], y ϕ resulta ser una propiedad específica e intensiva.

Las propiedades extensivas por unidad de mol también se convierten en propiedades intensivas, y se denominan propiedades molares, es decir, si Φ es una propiedad extensiva del sistema, entonces

$$\frac{\Phi}{n} = \bar{\phi} \quad (1.6)$$

en [unidad de Φ/kmol], y $\bar{\phi}$ resulta ser una propiedad molar e intensiva. Ambas propiedades intensivas, las específicas y molares se relacionan como sigue

$$\bar{\phi} = M\phi \quad (1.7)$$

donde M es la masa molar de la sustancia de interés.

1.4.4. Volumen Específico, Densidad y Densidad Relativa

El volumen específico v , es el volumen V por unidad de masa m de una sustancia

$$v = \frac{V}{m} \quad (1.8)$$

en [m^3/kg]. La densidad ρ de una sustancia se define como la masa m por unidad de volumen V

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1.9)$$

en [kg/m^3]. Por lo tanto, el volumen específico es el inverso de la densidad y viceversa

$$\rho = \frac{1}{v} \quad (1.10)$$

Tanto el volumen específico como la densidad se consideran propiedades intensivas y son afectados por la temperatura y presión en general.

La densidad relativa δ se refiere al cociente entre la densidad ρ de una sustancia de interés respecto a la densidad ρ_{ref} de otra sustancia tomada como referencia, y se expresa como

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_{ref}} \quad (1.11)$$

la densidad relativa es una cantidad adimensional (sin unidades) ya que está definida como el cociente de dos densidades con las mismas unidades y en igualdad de condiciones de presión y temperatura. Para los líquidos y sólidos, la densidad de referencia acostumbrada es la del agua a la presión de 1 atm y temperatura de 4°C, es decir a condiciones estándar (STP)

$$\rho_{ref} = \rho_{agua} = 1000 \text{ kg/m}^3$$

Para los gases, la densidad de referencia común es la del aire a la temperatura de 0°C y presión de 1 atm, es decir a condiciones de nivel del mar estándar (SSL),

$$\rho_{ref} = \rho_{aire} = 1.29 \text{ kg/m}^3$$

1.4.5. Tasas de Flujo Másico, Volumétrico y Molar

El flujo es la variación de una propiedad física que atraviesa una unidad de área por unidad de tiempo, de esta manera, el flujo másico se define como la variación de masa por unidad de tiempo [kg/s] atravesando un área determinada, el flujo volumétrico se expresa en [m³/s], y el flujo molar en [kmol/s]. Las siguientes expresiones se pueden escribir para los flujos en términos de la masa, volumen, densidad o volumen específico y el número de moles

$$\text{Flujo másico} = \frac{dm}{dt} = \dot{m} = \rho \dot{V} = \frac{\dot{V}}{v} \quad (1.12)$$

en [kg/s].

$$\text{Flujo volumétrico} = \frac{dV}{dt} = \dot{V} = \dot{m}v = \frac{\dot{m}}{\rho} \quad (1.13)$$

en [m³/s].

$$\text{Flujo molar} = \frac{dn}{dt} = \dot{n} = \frac{\dot{m}}{M} = \frac{\rho\dot{V}}{M} = \frac{\dot{V}}{vM} \quad (1.14)$$

en [kmol/s].

1.4.6. Presión

Cuando se trata de líquidos y gases, la presión se convierte en uno de los componentes más importantes. La presión es la fuerza normal **F** ejercida sobre una superficie por unidad de área **A** y se expresa en [bar] o pascal (Pa). 1 bar es igual a 10⁵ Pa o 100 kPa. La expresión que las relaciona es

$$P = \frac{F}{A} \quad (1.15)$$

en [Pa = N/m²]. La unidad para la presión en el SI denota la fuerza de 1 N actuando en un área de 1 m² llamada pascal como sigue; 1 Pa = 1 N / m².

A continuación, se introducen las definiciones básicas de la presión como se muestra en la **Figura 1.1**.

Presión Atmosférica

La atmósfera que rodea la Tierra puede considerarse un depósito de aire de baja presión. Su peso ejerce una presión que varía con la temperatura, la humedad y la altitud. La presión atmosférica también varía de vez en cuando de la posición o en un solo lugar, debido al cambio de los factores climáticos. Mientras estos cambios en la presión barométrica son generalmente menos de un par de centímetros de mercurio, se toman en cuenta cuando las mediciones precisas son esenciales. A continuación se muestran las equivalencias de la presión atmosférica en diferentes unidades

$$1 \text{ atmósfera estándar} = 1 \text{ atm} = 1.0133 \text{ bar} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$$

$$1 \text{ atmósfera estándar} = 1 \text{ atm} = 760 \text{ mmHg} = 76 \text{ cmHg} = 760 \text{ Torr}$$

La presión atmosférica sirve de nivel de referencia para otros tipos de mediciones de presión, por ejemplo, la presión manométrica.

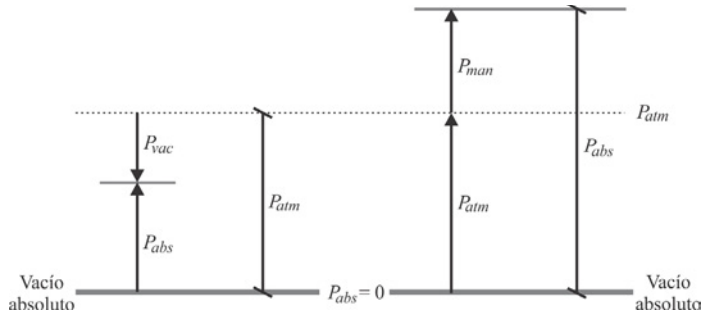


Figura 1.1. Presiones atmosférica, manométrica, absoluta y de vacío.

Presión Absoluta

Se utiliza un nivel de referencia diferente para obtener un valor para la presión absoluta. La presión absoluta P_{abs} puede ser cualquier presión para la cual la base para la medición es el vacío completo, expresándose en [kPa] como valor absoluto. De hecho, está compuesta por la suma de la presión manométrica P_{man} (positiva o negativa P_{vac}) y la presión atmosférica P_{atm} como sigue

$$P_{abs} = P_{man} + P_{atm} \quad (1.16)$$

o

$$P_{abs} = P_{atm} - P_{vac} \quad (1.17)$$

Por ejemplo, para obtener la presión absoluta, simplemente se agrega el valor de la presión atmosférica de 101.33 kPa a nivel del mar. La presión absoluta es la más común en cálculos termodinámicos. La diferencia de presión entre la presión absoluta y la presión atmosférica es la presión existente leída por la mayoría de los medidores o indicadores de presión llamados manómetros.

Presión Manométrica

La presión manométrica es cualquier presión para la cual la base para la medición es la presión atmosférica expresada en [kPa] como valor relativo. Como se muestra en la **Figura 1.1**, la presión manométrica es positiva o negativa, dependiendo de si su nivel está por encima o por debajo del nivel de presión atmosférica. En el nivel de presión atmosférica, la presión manométrica se convierte en cero.

$$P_{man} = P_{abs} - P_{atm} \quad (1.18)$$

Presión de Vacío

Un vacío es una presión inferior a la atmosférica y se produce sólo en sistemas cerrados, excepto en el espacio exterior. También se conoce como la presión manométrica negativa. De hecho, el vacío es la presión producida por la evacuación de un gas del sistema cerrado. Cuando éste es el caso la expresión anterior se define de la manera siguiente

$$P_{vac} = P_{atm} - P_{abs} \quad (1.19)$$

1.4.7. Temperatura

La temperatura es una indicación de la energía térmica (energía interna) almacenada en una sustancia. En otras palabras, se puede identificar lo caliente o lo frío con el concepto de temperatura. La temperatura de una sustancia puede expresarse en unidades relativas o absolutas. Las dos escalas de temperatura relativa más comunes son el Celsius ($^{\circ}\text{C}$) y el Fahrenheit ($^{\circ}\text{F}$). De hecho, la escala Celsius es la que se utiliza en el SI. También hay dos escalas absolutas más: la escala Kelvin (K) y la escala Rankine (R) que se emplean mucho en aplicaciones termodinámicas. Las relaciones entre estas escalas se resumen de la siguiente manera:

$$T(\text{K}) = T(^{\circ}\text{C}) + 273.15 \quad (1.20)$$

o bien

$$T(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) - 273.15 \quad (1.21)$$

Además, las diferencias de temperatura en ambas escalas son iguales, es decir,

$$1 \text{ K} = 1^{\circ}\text{C}$$

El Kelvin es una unidad de medida de temperatura, el cero Kelvin (0 K) es el cero absoluto y es igual a -273.15°C . Los [K] y los [$^{\circ}\text{C}$] son incrementos de temperatura iguales. Por ejemplo, cuando la temperatura de un proceso se reduce a -273.15°C (o 0 K), conocido como cero absoluto, la sustancia no contiene energía térmica y supuestamente todo el movimiento molecular se detiene. La temperatura de saturación es la temperatura de un líquido o vapor en condiciones de saturación.

1.5. Estado y Equilibrio Termodinámicos

Estado termodinámico es la condición del sistema según lo descrito o medido por los valores de sus propiedades. Las propiedades están verdaderamente definidas

por sus valores si el sistema se encuentra en equilibrio. Se dice que un sistema está en equilibrio termodinámico cuando en él no puede ocurrir un cambio finito y espontáneo hacia otro estado, sin que opere un cambio finito en el estado de su entorno. En la **Figura 1.2** los estados termodinámicos A y B son estados de equilibrio termodinámico. Un sistema está en equilibrio termodinámico si la temperatura y la presión en todos los puntos son idénticos, no debe haber gradiente de ningún tipo, el equilibrio químico también es necesario. Los sistemas bajo equilibrio de temperatura y presión pero no bajo equilibrio químico a veces se dice que están en condiciones de *equilibrio meta estable*. Por lo tanto, para alcanzar un estado de equilibrio termodinámico, deben alcanzarse los siguientes tres tipos de equilibrio:

1. Equilibrio térmico. La temperatura del sistema no cambia con el tiempo y tiene el mismo valor en todos los puntos del sistema.
2. Equilibrio mecánico. No hay fuerzas desequilibradas dentro del sistema o entre los alrededores. La presión en el sistema es la misma en todos los puntos y no cambia con respecto al tiempo.
3. Equilibrio químico. No se produce ninguna reacción química en el sistema y la composición química de la sustancia es la misma en todo el sistema y no varía con el tiempo.

Tradicionalmente, la termodinámica clásica ha sido capaz de tratar con sistemas sólo cuando éstos están en reposo, o en equilibrio. Por lo tanto, a la termodinámica clásica también se le llamó termodinámica del equilibrio o termostática. Pero los sistemas termodinámicos no siempre están en equilibrio, y para aplicarla a sistemas de no equilibrio que transfieren materia, trabajo, calor y otras cantidades físicas, se ha desarrollado el método de flujo y estado estacionario.

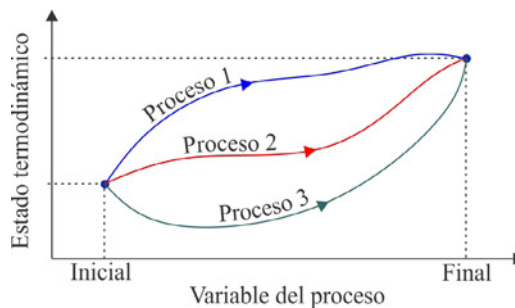


Figura 1.2. Diferentes trayectorias de procesos para los estados termodinámicos A y B.

1.6. Proceso, Trayectoria y Ciclo

Un proceso es un cambio físico o químico en las propiedades de la materia o la conversión de energía de una forma a otra, es decir, un proceso representa cualquier transformación del sistema, desde un estado de equilibrio hasta otro. En la **Figura 1.2** se muestran tres diferentes procesos durante el cambio de estado de A a B. La trayectoria de un proceso se refiere a la serie de estados de equilibrio a través de los cuales pasa el sistema.

La descripción completa de un proceso por lo general requiere del conocimiento de los estados de equilibrio inicial y final (**Figura 1.2**), de la trayectoria (si puede identificarse), y de las interacciones que suceden a través de las fronteras del sistema durante el proceso. Varios procesos se describen por el hecho de que una propiedad permanece constante. El prefijo iso se emplea para describir un proceso determinado con una propiedad constante, tal como un proceso isotérmico (un proceso a temperatura constante), un proceso isobárico (un proceso a presión constante) y un proceso isométrico o isocórico o isovolumétrico (un proceso a volumen constante), existen otros tipos adicionales de procesos de propiedades constantes que se verán más adelante.

Un ciclo es una serie de procesos termodinámicos en los que las condiciones del punto final o las propiedades termodinámicas del sistema son idénticas a las condiciones iniciales, es decir, un proceso cíclico es un proceso en que el sistema regresa a su estado inicial y donde el cambio en el valor de cualquier propiedad es igual a cero, como se muestra en la **Figura 1.3**.

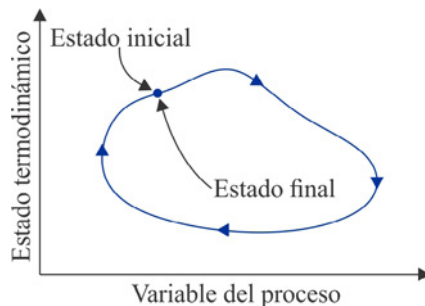


Figura 1.3. Ciclo termodinámico o proceso cíclico.

Por lo tanto, la variación de una propiedad intensiva ϕ o extensiva Φ en un ciclo, viene expresada matemáticamente por

$$\oint d\phi = 0 \quad (1.22a)$$

o

$$\oint d\Phi = 0 \quad (1.22b)$$

donde el símbolo \oint representa la integración a lo largo de una trayectoria cíclica y el símbolo d indica la variación infinitesimal de una propiedad. El recíproco de esta ecuación también es válido. Si la integral de una magnitud $d\phi$ o $d\Phi$ a lo largo de un ciclo arbitrario es cero, entonces ϕ o Φ es una propiedad. Esta ecuación se puede usar para comprobar si una magnitud es una propiedad.

1.7. Cambio de Estado y Diferenciales Exacta e Inexacta

Como ya se indicó antes, cualquier propiedad tiene un valor fijo en un estado de equilibrio dado, independientemente de la manera en que el sistema haya llegado a ese estado. Por lo tanto, las dos afirmaciones siguientes se cumplen:

1. El cambio del valor de una propiedad Φ o ϕ que tiene lugar cuando un sistema cambia de un estado de equilibrio a otro siempre es el mismo, independientemente del proceso empleado para efectuar el cambio, **Figura 1.2**.
2. Si una magnitud evaluada en un proceso tiene siempre el mismo valor entre dos estados de equilibrio dados, dicha magnitud es la medida del cambio de una propiedad Φ o ϕ .

La segunda afirmación corresponde a la primera en sentido inverso. Este valor único del cambio de una propiedad en un proceso con estados extremos 1 y 2 dados (A y B en la **Figura 1.2**), se describe matemáticamente mediante la diferencial exacta $d\Phi$, de modo que

$$\int_1^2 d\Phi = \Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 \quad (1.23a)$$

o

$$\int_1^2 d\phi = \Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 \quad (1.23b)$$

entonces el valor de la integral de una diferencial exacta depende exclusivamente de los estados inicial y final, pero el cambio en el valor de una propiedad también

depende sólo de los estados inicial y final. Por lo tanto, el cambio diferencial $d\Phi$ en una propiedad Φ es una diferencial exacta. El cambio finito en una propiedad Φ se representa mediante el símbolo Δ (delta mayúscula). A las cantidades termodinámicas que satisfacen las ecuaciones anteriores se les conoce como funciones de estado o funciones de punto.

Existen otras cantidades en termodinámica cuyo valor depende tanto del camino del proceso (de la trayectoria) como de los estados inicial y final, y las ecuaciones anteriores ya no son válidas para dichas cantidades. Para señalar la diferencia entre éstas funciones de trayectoria y las funciones de estado, a la diferencial de una función de trayectoria Ω se le denominará $\delta\Omega$ (diferencial inexacta de Ω) en lugar de $d\Omega$. La integral de $d\Omega$ se representa además como

$$\int_1^2 \delta\Omega = \Omega_{12} \quad (1.24)$$

en la expresión anterior, el doble subíndice 12 se utiliza para indicar que el valor de Ω corresponde a un proceso entre los estados 1 y 2 para una trayectoria definida (depende del camino del proceso seguido como se ve en la **Figura 1.2**).

1.8. Procesos Cuasiestáticos

Cuando un proceso se lleva a cabo de una manera que el sistema permanece muy cerca (infinitesimalmente cerca) de un estado de equilibrio en todo momento, se llama *proceso cuasi estático o de cuasi equilibrio* (proceso ideal). Un proceso ideal no es una representación real de un proceso real, que ocurre a un ritmo o cambio más rápido. Sin embargo, los procesos ideales son fáciles de analizar. Por lo tanto, un proceso real puede ser modelado como un proceso ideal con un error insignificante.

Los procesos termodinámicos importantes incluyen a los procesos isocóricos (volumen constante), isobáricos (presión constante), isotérmicos (temperatura constante), isentálpicos (entalpía constante), isentrópicos (entropía constante), adiabáticos y politrópicos, entre otros.

Un proceso adiabático es un proceso durante el cual el sistema termodinámico no intercambia calor ($Q = 0$) con su entorno. Un proceso politrópico es un proceso que satisface la relación $PV^n = \text{constante}$, donde n es una constante.

1.9. Flujo de los Fluidos

Existen diferentes criterios para clasificar los flujos de fluidos en las siguientes categorías:

- Uniforme o no uniforme.
- Estado estacionario (estable) o transitorio (no estacionario o inestable).
- Una, dos o tres dimensiones.
- Laminar o turbulento.
- Compresible o incompresible.

Además, los flujos de gas pueden clasificarse como subsónicos, transónicos, supersónico o hipersónico, que son flujos relacionados al número de Mach y los líquidos que fluyen en los canales se pueden clasificar según sus regiones, en subcrítico, crítico o supercrítico, que son flujos relacionados al número de Froude.

1.9.1. Flujo Uniforme y No Uniforme

Si la velocidad y el área de la sección transversal son constantes en la dirección del flujo, el flujo es uniforme. De lo contrario, el flujo no es uniforme.

1.9.2. Flujo Estacionario y No Estacionario

El flujo estacionario se define como un flujo en el cual las propiedades termodinámicas no cambian con el tiempo. La relación matemática expresa que para aquellas propiedades ϕ del sistema, la derivada parcial de ϕ respecto del tiempo es nula:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad \text{para todo } t \quad (1.25)$$

Sin embargo, se puede tener un flujo estacionario en el que la velocidad, la presión y la sección transversal del flujo pueden variar de punto a punto, pero no cambian con el tiempo. Por lo tanto, se tiene que distinguir esto dividiendo en flujo estacionario uniforme y flujo estacionario no uniforme. En el flujo estacionario uniforme, todas las condiciones, por ejemplo, velocidad, presión y área de sección transversal son uniformes y no varían con el tiempo y la posición. Si las condiciones, por ejemplo, velocidad, área de la sección transversal cambian de un punto a otro, pero no con el tiempo, se llama flujo estacionario no uniforme (véase **Figura 1.4**). Si las propiedades

varían con el tiempo, el flujo se vuelve no estacionario o transitorio.

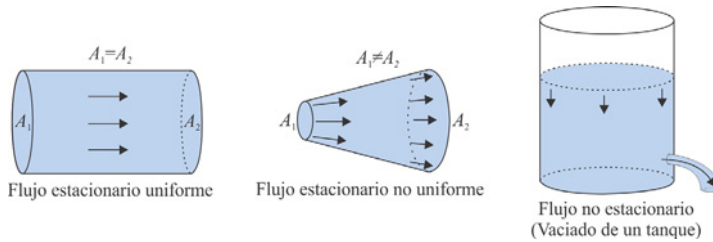


Figura 1.4. Flujo estacionario no uniforme y uniforme y flujo transitorio

1.9.3. Flujo de Una, Dos y Tres Dimensiones

El flujo de los fluidos reales ocurre en tres dimensiones. Sin embargo, en el análisis, las condiciones se simplifican a una o dos dimensiones, dependiendo del problema de flujo bajo consideración. Si todos los parámetros de flujo y fluido, por ejemplo, velocidad, presión, elevación, temperatura, densidad y viscosidad se consideran uniformes en toda la sección transversal y varían sólo a lo largo de la dirección del flujo (**Figura 1.5a**), el flujo se vuelve unidimensional. El flujo bidimensional es el flujo en el que se supone que los parámetros de flujo y fluido tienen gradientes espaciales en dos direcciones, es decir, ejes x e y (**Figura 1.5b**). De hecho, en un flujo tridimensional, los parámetros del fluido y flujo varían en las tres direcciones, es decir, ejes x , y y z , y los gradientes de los parámetros ocurren en las tres direcciones.

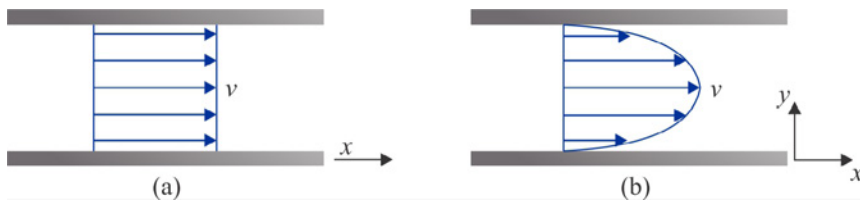


Figura 1.5. Perfiles de velocidad. (a) Flujo unidimensional. (b) Flujo bidimensional.

1.9.4. Flujo Laminar y Turbulento

Esta es una de las clasificaciones más importantes del flujo de fluidos y depende principalmente de la arbitrariedad de las perturbaciones, irregularidades o fluctuaciones en el campo de flujo, en función de las características internas del flujo (véase **Figura 1.6**). En este sentido, hay dos parámetros importantes, como la velocidad y la viscosidad. Si el flujo ocurre a una velocidad relativamente baja y/o con un fluido altamente viscoso, dando como resultado un fluido que fluye de

manera ordenada sin fluctuaciones, el flujo se denomina laminar. A medida que la velocidad del flujo aumente y la viscosidad del fluido disminuya, las fluctuaciones se producirán gradualmente, refiriéndose a un estado de transición que depende de la viscosidad del fluido, la velocidad del flujo y los detalles geométricos. En este sentido, se introduce el número de Reynolds para representar las características de las condiciones de flujo en relación con el estado de transición. A medida que las condiciones de flujo se desvíen más del estado de transición, se da un campo de flujo más caótico, es decir, se produce un flujo turbulento. Al aumentar el número de Reynolds aumenta la naturaleza caótica de la turbulencia. Por lo tanto, se define el flujo turbulento como una característica representativa de las irregularidades en el campo de flujo.

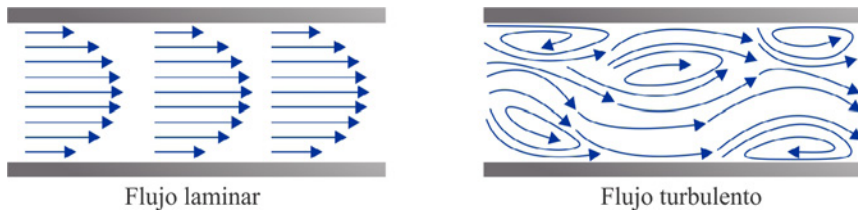


Figura 1.6. Flujos turbulento y laminar

Las diferencias entre el flujo laminar y el flujo turbulento se pueden distinguir por el número de Reynolds, que se expresa por

$$\text{Re} = \frac{\dot{x}d}{\nu} = \frac{\rho\dot{x}d}{\mu} \quad (1.26)$$

donde ρ es la densidad, \dot{x} es la velocidad característica, μ y ν son la viscosidades dinámica y cinemática, respectivamente, del fluido; d es el diámetro de la tubería o longitud característica del sistema. De hecho, el número de Reynolds indica la relación entre la fuerza de inercia y la fuerza viscosa. Se puede señalar que a altos números de Reynolds predominan las fuerzas de inercia, lo que resulta en un flujo turbulento, mientras que para bajos números de Reynolds las fuerzas viscosas se vuelven dominantes, lo que hace que el flujo sea laminar.

1.9.5. Flujo Compresible e Incompresible

Todos los fluidos reales son normalmente compresibles, lo que lleva a que su densidad cambie con la presión, por ejemplo, gases. Sin embargo, en la mayoría de los casos durante el análisis, se supone que los cambios en la densidad son insignificamente pequeños o bien se supone constante. Esto se refiere al flujo

incompresible, por ejemplo, líquidos.

1.10. Energía, Cambio y Transferencia de Energía

1.10.1. Energía y Formas de Energía

La energía E es una propiedad extensiva que se define como la capacidad de un sistema para realizar trabajo o producir calor. La energía total E de un sistema consiste esencialmente de las energías cinética E_C , potencial E_P e interna U .

$$E = E_C + E_P + U \quad (1.27)$$

La energía interna U consiste en energía térmica (sensible y latente), química y nuclear. La energía por unidad de masa se llama energía específica y tiene la unidad de [kJ/kg]

$$e = \frac{E}{m} = e_C + e_P + u \quad (1.28)$$

1.10.2. Energía Cinética

La energía cinética E_C es la energía del sistema en virtud de su movimiento y está definida como

$$E_C = \frac{m\dot{x}^2}{2} \quad (1.29)$$

donde E_C es la energía cinética en [kJ], m la masa en [kg] y \dot{x} la velocidad en [m/s]. La energía cinética específica es

$$e_C = \frac{\dot{x}^2}{2} \quad (1.30)$$

en [kJ/kg].

1.10.3. Energía Potencial

La energía potencial E_P es la energía contenida del sistema en virtud de su posición y está definida como

$$E_P = mgz \quad (1.31)$$

donde E_P es la energía potencial en [kJ], m la masa en [kg], g la aceleración debida

a la gravedad en $[m/s^2]$ y z la altura arriba de un nivel de referencia $z_0 = 0$. En la mayoría de los cálculos prácticos de ingeniería, la aceleración debida a la gravedad g es numéricamente igual a $9.807 m/s^2$ en el nivel de referencia $z_0 = 0$. La energía potencial específica es

$$e_p = gz \quad (1.32)$$

en $[kJ/kg]$.

1.10.4. Energía Interna

Las energías cinética y potencial son formas macroscópicas de energía. Se pueden visualizar en términos de la velocidad y la posición de los objetos. Además de estas formas macroscópicas de energía, una sustancia posee varias formas microscópicas de energía. Las formas microscópicas de energía incluyen aquellas debidas a la translación, rotación, vibración e interacciones entre las moléculas de una sustancia. Ninguna de estas formas de energía se puede medir o evaluar directamente, pero se han desarrollado técnicas para evaluar el cambio en la suma total de todas estas formas microscópicas de energía. Estas formas microscópicas de energía se denominan colectivamente energía interna, habitualmente representada por el símbolo U . En aplicaciones de ingeniería, la unidad de energía interna es el joule J , que también es la unidad de calor. La energía interna específica u de una sustancia es su energía interna U por unidad de masa m

$$u = \frac{U}{m} \quad (1.33)$$

donde u está en $[kJ/kg]$.

1.10.5. Energía PV (Energía de Flujo)

Además de la energía interna U , existe otra forma de energía que es importante para comprender los sistemas de transferencia de energía (sistemas abiertos). Esta forma de energía se denomina energía PV porque surge de la presión P y del volumen V de un fluido. Es numéricamente igual a PV , el producto de la presión y el volumen. Debido a que la energía se define como la capacidad de un sistema para realizar un trabajo, un sistema que se expande o se comprime al cambiar la presión y/o el volumen realiza trabajo en su entorno. Por lo tanto, un fluido bajo presión tiene la capacidad de realizar un trabajo. En aplicaciones de ingeniería, las unidades de la energía PV , también llamada energía de flujo, son las unidades de presión por

volumen (atm m³, bar m³, kPa m³), que equivale a (kJ).

$$1 \text{ atm m}^3 = 101.32 \text{ kJ}$$

$$1 \text{ bar m}^3 = 100 \text{ kJ}$$

$$1 \text{ kPa m}^3 = 1 \text{ kJ}$$

La energía de flujo específica Pv de una sustancia es la energía Pv por unidad de masa m , que está dada por

$$Pv = \frac{PV}{m} = \frac{P}{\rho} \quad (1.34)$$

donde v es el volumen específico en [m³/kg], P es la presión en [kPa], V el volumen en [m³], m la masa en [kg] y ρ la densidad en [kg/m³].

1.10.6. Entalpía

La entalpía H se define como

$$H = U + PV \quad (1.35)$$

o bien, la entalpía específica en

$$h = u + Pv \quad (1.36)$$

donde u es la energía interna específica, P es la presión, y v es el volumen específico del sistema que se estudia, h está en [kJ/kg]. La entalpía generalmente se usa en conexión con un sistema abierto en termodinámica. La entalpía es una propiedad de una sustancia, como la presión, la temperatura y el volumen, pero no se puede medir directamente.

Normalmente, la entalpía de una sustancia se da con respecto a algún valor de referencia. Por ejemplo, se proporciona la entalpía específica del vapor de agua utilizando como referencia la entalpía específica del agua que a 0.01°C y presión atmosférica normal es cero. El hecho de que se desconozca el valor absoluto de la entalpía específica no es un problema, sin embargo, es el cambio en la entalpía específica Δh y no el valor absoluto lo que es importante en los problemas prácticos. Las tablas de vapor incluyen valores de entalpía como parte de la información tabulada.

1.10.7. Cambio de Energía

El cambio de energía total de un sistema se expresa como

$$\Delta E = \Delta E_C + \Delta E_P + \Delta U \quad (1.37)$$

o bien, por unidad de masa

$$e_2 - e_1 = \frac{1}{2}(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + g(z_2 - z_1) + (u_2 - u_1) \quad (1.38)$$

Para un gran número de casos (sistemas en reposo y cerrados), la energía cinética y potencial no cambian durante un proceso y el cambio de energía total se debe al cambio de energía interna

$$\Delta E = \Delta U = m(u_2 - u_1) \quad (1.39)$$

Las formas de energía explicadas anteriormente, que forman parte de la energía total de un sistema, pueden o no estar contenidas o almacenadas en éste, razón por la cual son consideradas como formas estáticas de energía. La energía cinética, la energía potencial, la energía interna y la energía de flujo son formas de energía que son propiedades del sistema. Las formas de energía no almacenadas en un sistema se consideran formas dinámicas de energía, o interacciones de energía, son posibles de reconocer cuando cruzan las fronteras del sistema y representan la energía que éste gana o pierde durante un proceso. Las únicas dos formas de interacción de energía relacionadas con un sistema cerrado son la transferencia de calor y el trabajo, para un sistema abierto además de las dos anteriores también es la transferencia de masa.

1.10.8. Trabajo y Potencia Mecánica

El trabajo es una forma de energía, pero es energía en tránsito, se transfiere por una diferencia de presión o fuerza de cualquier tipo (véase la **Tabla 1.1**) y se subdivide en trabajo de eje y de flujo. El trabajo de eje es la energía mecánica que se utiliza para accionar un mecanismo, como una bomba, un compresor o una turbina. El trabajo de flujo es la energía transferida a un sistema por el fluido que fluye dentro o fuera del sistema. El trabajo no es una propiedad del sistema. El trabajo es un proceso hecho por o en un sistema, pero un sistema no contiene o almacena trabajo como en las otras formas de energía.

Tabla 1.1. Interacciones generalizadas de trabajo cuasiestático.

Tipos de trabajo	Fuerza generalizada (intensiva)	Desplazamiento generalizado (extensivo)	Ecuación de δW
Mecánico	F_e	x	$F_e \cdot dx$
Frontera (expansión-compresión)	P	V	$-P dV$
Resorte elástico	kx	x	$kx dx$
Barra elástica	σ	ϵ	$V\sigma d\epsilon$
Pila reversible	ϵ	Q_e	ϵdQ_e
Superficie	γ	A	γdA
Torsión	τ	θ	$\tau d\theta$
Polarización eléctrica	E	P	$VE \cdot dP$
Polarización magnética	H	M	$V\mu_0 H \cdot dM$

donde

F_e [N] es la fuerza externa aplicada al sistema, dx [m] el desplazamiento.

P [Pa] es la presión, dV [m³] el cambio de volumen.

k [N/m] es la constante del resorte, dx [m] el desplazamiento.

σ [N/m²] es el esfuerzo, $d\epsilon$ [adimensional] el cambio de deformación.

ϵ [V] es la fuerza electromotriz, dQ_e [C] el cambio de carga eléctrica.

γ [N/m] es la tensión superficial, dA [m²] el cambio de área o superficie.

τ [Nm] es el par aplicado (momento), $d\theta$ [adimensional] el desplazamiento angular.

E [N/C] es la intensidad del campo eléctrico, dP [C/m²] el cambio de polarización.

H [A/m] es la intensidad de campo magnético, dM [A/m] el cambio de magnetización.

μ_0 [N/A²] es la permeabilidad del vacío.

La Mecánica define el trabajo como el producto escalar del desplazamiento por una

fuerza desde su punto de aplicación

$$W = \int \delta W = \int_1^2 \mathbf{F}_{ext} \cdot d\mathbf{r} \quad (1.40)$$

donde \mathbf{F}_{ext} en [N], es la fuerza externa aplicada al sistema, $d\mathbf{r}$ en [m] es el desplazamiento. La Termodinámica define el trabajo de la siguiente manera

Trabajo es una interacción entre un sistema y su entorno, tal que cualquier cambio en el sistema consiste exactamente en el único efecto externo al sistema del cambio en la altura de una masa en un campo gravitatorio a través de las fronteras del sistema.

Es decir, un sistema realiza trabajo sobre su entorno si los efectos de la interacción pueden reducirse exclusivamente al levantamiento o reducción de altura de un peso.

El trabajo es por definición, una interacción, por lo tanto, requiere al menos de dos sistemas. En consecuencia, no hay trabajo si sólo se considera un sistema (sistema aislado). No todas las interacciones son en forma de trabajo. Para que una interacción se considere como trabajo debe pasar la prueba expresada en la definición termodinámica. Este cambio se usa para medir la interacción de trabajo de un sistema con su entorno

$$W = W_{\text{sistema}} = -\Delta E_P = -mg\Delta z \quad (1.41)$$

Convención de signos:

1. $W < 0$, trabajo realizado por el sistema hacia el entorno (levantamiento de un peso en el entorno, $\Delta z > 0$).
2. $W > 0$, trabajo realizado sobre el sistema desde el entorno (disminución de la altura de un peso en el entorno, $\Delta z < 0$).

El trabajo no es una diferencial exacta, sino inexacta

$$W = \int \delta W \neq \Delta W \quad (1.42)$$

Es una función de trayectoria (o línea), no una función de estado, como se muestra en la **Figura 1.7**. Está asociado a procesos y se manifiesta en la frontera del sistema, no es una propiedad del sistema. El trabajo total en un proceso se calcula con la integral de trayectoria a lo largo de ese proceso, y depende del camino

$$W_{12} = \int_1^2 \delta W \quad (1.43)$$

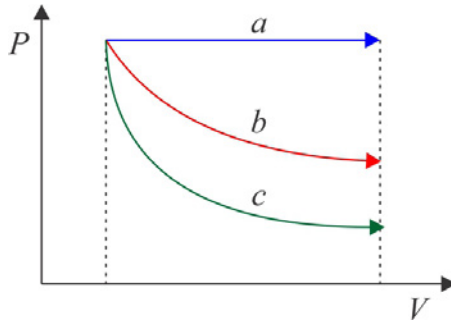


Figura 1.7. Trabajos o áreas bajo las trayectorias a, b y c desde el mismo estado inicial.

En cambio, la variación de una función de estado no depende del camino sino sólo de los estados inicial y final. Por ejemplo, en el caso de la presión sí se cumple que

$$\int_1^2 dP = \Delta P = P_2 - P_1 \quad (1.44)$$

Es decir, no se debe hablar de trabajo de un sistema sino de trabajo hecho por (o sobre) un sistema en un proceso, no variación de trabajo ΔW , sino simplemente trabajo W . Los sistemas no tienen trabajo, sino propiedades, estados. El trabajo se manifiesta únicamente en los procesos, en los cambios de estado. Estas mismas ideas aplican para el calor, que se define más adelante. Conviene insistir que en Termodinámica se calcula el trabajo de un sistema como el trabajo realizado contra las fuerzas exteriores al sistema (véase la definición mecánica).

Las formas de trabajo enunciadas hasta ahora responden a formas de trabajo conservativo (cuasiestático) o normales, donde (por la naturaleza del producto escalar) sólo importa la componente normal de la fuerza respecto a la superficie, es decir, la componente paralela al desplazamiento.

Sin embargo, también existen formas de trabajo disipativo W_d , asociado a componentes tangenciales de la fuerza, es el caso de las fuerzas de viscosidad, rozamiento, efecto Joule, fenómenos de histéresis mecánica y magnética, etc. En todos estos casos el trabajo no cambia de signo al cambiar el signo de la diferencial del vector desplazamiento (a diferencia de las formas de trabajo conservativo). Además, siempre se trata de formas de trabajo aportadas desde el exterior, luego su

signo es siempre negativo

$$W_d \leq 0 \quad (1.45)$$

Como se verá más adelante, para que un proceso sea reversible, es decir, que el sistema regrese hasta el estado inicial pasando por los mismos estados intermedios del ciclo completo de ida y vuelta y sin dejar huella alguna en el entorno, las condiciones que deben satisfacerse simultáneamente son dos

1. Que el proceso sea cuasiestático.
2. Que no haya efectos disipativos.

En lo sucesivo, se distinguirán las formas de trabajo conservativo (principalmente trabajo de compresión–expansión) y disipativo, de modo que el trabajo total de un sistema es la suma de ambos

$$W = -\int PdV + W_d \quad (1.46)$$

El trabajo por unidad de masa de un sistema se denomina trabajo específico y se denota mediante w y se expresa como

$$w = \frac{W}{m} \quad (1.47)$$

en [kJ/kg]. La tasa de transferencia de trabajo por unidad de tiempo se denomina potencia \dot{W} y se expresa como

$$\dot{W} \equiv \frac{\delta W}{dt} \quad (1.48)$$

en [W], donde $1 \text{ J/s} = 1 \text{ W} = \text{Watt}$.

1.10.9. Calor y Potencia Térmica

El calor, como el trabajo, es energía en tránsito. Sin embargo, la transferencia de energía en forma de calor ocurre a nivel molecular como resultado de una diferencia de temperatura. El símbolo Q se usa para denotar calor. En aplicaciones de ingeniería, la unidad de calor en el SI es el joule [J]. La Termodinámica define el calor de la siguiente manera

Calor es una interacción energética que fluye a través de la frontera del sistema

durante un cambio de estado en virtud de una diferencia de temperatura entre el sistema y su entorno, y fluye de un punto de mayor temperatura a otro de temperatura menor.

El calor es una interacción entre dos sistemas que no es en forma de trabajo, y que modifica la energía del sistema. Por experiencia se conoce que la causa de un flujo de calor es por una diferencia de temperatura entre dos sistemas.

Convención de signos:

1. $Q < 0$, calor cedido por el sistema hacia el entorno.
2. $Q > 0$, calor ganado por el sistema desde el entorno.

El calor también es representado por una diferencial inexacta

$$Q = \int \delta Q \neq \Delta Q \quad (1.49)$$

Lo mismo que el trabajo, el calor es una función de trayectoria, no una función de estado. Está asociado a procesos y se manifiesta en la frontera del sistema, no es una propiedad del sistema. El calor total en un proceso se calcula con la integral de trayectoria a lo largo de ese proceso, y depende del camino

$$Q_{12} = \int_1^2 \delta Q \quad (1.50)$$

Es decir, no se debe hablar de calor de un sistema sino de calor cedido (o absorbido) por un sistema en un proceso, no variación de calor ΔQ , sino simplemente calor Q . Los sistemas no tienen calor así como trabajo, sino propiedades y estados. El calor se manifiesta únicamente en los procesos, en los cambios de estado.

El símbolo q a veces se usa para indicar el calor agregado o eliminado de un sistema por unidad de masa. Es igual al calor total Q agregado o eliminado dividido por la masa m y se expresa como

$$q = \frac{Q}{m} \quad (1.51)$$

en [kJ/kg]. El término calor específico no se usa para q ya que el calor específico se usa para otro parámetro. La cantidad representada por q se conoce simplemente como el calor transferido por unidad de masa.

El calor agregado o removido de una sustancia para producir un cambio en su temperatura se llama calor sensible. Otro tipo de calor es el llamado calor latente. El calor latente es la cantidad de calor que se agrega o elimina de una sustancia para producir un cambio de fase. Cuando se agrega calor latente, no ocurre cambio de temperatura, ésta se mantiene constante. Hay diferentes tipos de calor latente, al cambio de fase de sólido a líquido, de líquido a vapor o de sólido a vapor, se le denomina calor latente de fusión, vaporización y sublimación, respectivamente. También existen los cambios de fase invertidos como líquido a sólido, vapor a líquido o vapor a sólido, denominados calor latente de solidificación, condensación y deposición, respectivamente.

Diferentes sustancias se ven afectadas en diferentes magnitudes por la adición de calor. Cuando se agrega una cantidad de calor dada a diferentes sustancias, su temperatura aumenta en diferentes cantidades. La relación del calor Q agregado o eliminado de una sustancia al cambio de temperatura ΔT producido se denomina capacidad térmica o calorífica C_P de la sustancia. La capacidad térmica de una sustancia por unidad de masa se denomina capacidad térmica específica o calor específico c_P de la sustancia. La capacidad térmica de una sustancia por mol de sustancia se denomina capacidad térmica molar o calor específico molar \bar{c}_P de la sustancia. El subíndice P indica que la capacidad térmica o capacidad térmica específica (o molar) se aplica cuando el calor se agrega o elimina a presión constante

$$C_P = \frac{\delta Q_P}{dT} = \frac{dH}{dT} \quad (1.52)$$

en [kJ/K = kJ/°C],

$$c_P = \frac{C_P}{m} = \frac{dh}{dT} \quad (1.53)$$

en [kJ/kg K = kJ/kg °C], y

$$\bar{c}_P = \frac{C_P}{n} = \frac{d\bar{h}}{dT} \quad (1.54)$$

en [kJ/kmol K = kJ/kmol °C]. El subíndice v indica que la capacidad térmica o capacidad térmica específica (o molar) se aplica cuando el calor se agrega o elimina a volumen constante

$$C_v = \frac{\delta Q_v}{dT} = \frac{dU}{dT} \quad (1.55)$$

en [kJ/K = kJ/°C],

$$c_v = \frac{C_v}{m} = \frac{du}{dT} \quad (1.56)$$

en [kJ/kg K = kJ/kg °C], y

$$\bar{c}_v = \frac{C_v}{n} = \frac{d\bar{u}}{dT} \quad (1.57)$$

en [kJ/kmol K = kJ/kmol °C]. La tasa de transferencia de calor por unidad de tiempo se llama potencia térmica \dot{Q} y se expresa como

$$\dot{Q} \equiv \frac{\delta Q}{dt} \quad (1.58)$$

en [J/s = W]. De las discusiones anteriores sobre el calor y el trabajo, es evidente que hay muchas similitudes entre ellos, el calor y el trabajo son ambos fenómenos transitorios, los sistemas nunca poseen calor ni trabajo, pero cualquiera o ambos pueden ocurrir cuando el sistema sufre un cambio de estado, tanto el calor como el trabajo son fenómenos de frontera en el sentido de que ambos se observan en la frontera del sistema. Ambos representan energía cruzando la frontera del sistema. Esta distinción entre las formas de energía que son propiedades de un sistema y las formas de energía que se transfieren hacia y desde un sistema es importante para la comprensión de los sistemas de transferencia de energía.

1.10.10. Transferencia de Masa

La masa que ingresa a un sistema lleva consigo energía y la energía del sistema aumenta. La masa que sale de un sistema disminuye el contenido de energía del sistema. Cuando un fluido fluye a un sistema con un caudal másico de \dot{m} [kg/s], la tasa de energía que entra es igual a la masa multiplicada por la entalpía $\dot{m}\Delta h$ [kW].

1.11. Primera Ley de la Termodinámica

La primera ley de la termodinámica se puede definir como la ley de la conservación de la energía, y establece que la energía no se puede crear ni destruir sólo se transforma.

1.11.1. Procesos y Fronteras Adiabáticos

Un proceso adiabático es aquel en el que sólo hay interacciones entre el sistema y el entorno en forma de trabajo.

Hay procesos en que ni siquiera hay interacciones en forma de trabajo (sistema aislado), pero lo que define a un proceso adiabático es que las interacciones sólo pueden ser en forma de trabajo (como se definió en la sección 1.10.8).

Frontera adiabática es aquella a través de la cual sólo puede haber interacciones de trabajo. Si las fronteras de un sistema son adiabáticas, sólo puede experimentar procesos adiabáticos.

1.11.2. La Primera Ley de la Termodinámica

La primera ley se formula para procesos adiabáticos. Un determinado cambio de estado en un sistema se puede conseguir con procesos muy distintos, en los que en principio el trabajo tendrá distinto valor según sea la trayectoria recorrida en cada proceso. Sin embargo, si el proceso es adiabático, se observa que el trabajo aportado (es decir, el cambio de altura de un peso en el entorno) es siempre el mismo, con independencia de cómo sea el proceso, esta observación experimental constituye la primera ley de la Termodinámica.

El trabajo de un sistema para cualquier proceso adiabático, entre dos estados dados, depende solamente de los estados inicial y final, y no del camino recorrido.

Luego si en sistemas adiabáticos el trabajo depende sólo del estado inicial y final y no de los detalles del proceso, se puede emplear para definir una propiedad, tal como se vio en la sección 1.7. De este modo, el trabajo adiabático se emplea para definir una propiedad llamada energía. De manera más formal

La energía E , es una propiedad cuya variación se mide por el trabajo adiabático entre dos estados dados.

El cambio de energía en un ciclo es cero, como para cualquier propiedad. Existe un convenio de que la energía de un sistema aumenta cuando el trabajo es positivo, es decir, el entorno realiza trabajo sobre el sistema:

$$W_{\text{adiabático}} = \Delta E_{\text{sistema}} = E_2 - E_1 \quad (1.59)$$

Por lo tanto, se puede decir que un sistema rodeado de fronteras adiabáticas es un *sistema conservativo*. De hecho, en mecánica existe el teorema del trabajo y la energía referido a un sistema conservativo donde el cambio en la energía total

consiste en cambios en las energías cinética y potencial expresadas como

$$W_{\text{conservativo}} = \Delta E_C + \Delta E_P = \frac{1}{2}m(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + mg(z_2 - z_1) \quad (1.60)$$

1.11.3. Procesos No Adiabáticos

En procesos no adiabáticos la variación de energía, ΔE , no tiene porqué coincidir con la entrada de trabajo W , y es necesario corregir la ecuación (1.59) para tener en cuenta otras posibles interacciones que no son trabajo. Estas interacciones se denominan *calor* Q . De este modo, el aumento de energía de un sistema en un proceso no adiabático es igual a la suma de interacciones de calor y trabajo

$$\Delta E_{\text{sistema}} = E_2 - E_1 = Q + W \quad (1.61)$$

La ecuación anterior es el principio de conservación de la energía para un sistema que experimenta interacciones con su entorno.

Energía, calor y trabajo, tienen las mismas dimensiones y la misma unidad de medida. La unidad básica de energía es el joule [J], que es el trabajo necesario para elevar un peso de 1 newton una altura de 1 metro. Otras unidades son el kJ, kWh (kilowatt-hora).

La energía describe una propiedad cuyo valor es distinto para cada estado. Por otro lado, calor y trabajo son interacciones y no propiedades; por lo tanto, es imposible asignar un valor al trabajo o calor de un estado. Sólo se pueden medir en un cambio de estado. La notación empleada para describir estas magnitudes refleja estos conceptos.

El cambio elemental de energía entre dos estados adyacentes se denota como dE , que es una diferencial exacta desde el punto de vista matemático. Por lo tanto, un cambio finito entre dos estados es

$$\Delta E = \int_1^2 dE = E_2 - E_1 \quad (1.62)$$

Es posible integrar la ecuación anterior incluso aunque no se conozca el proceso exacto entre los estados 1 y 2, además

$$\oint dE = 0 \quad (1.63)$$

Las cantidades diferenciales de trabajo y calor durante un proceso que conecta dos estados adyacentes se denotan como δW y δQ , respectivamente. Los resultados de la integración entre dos estados son

$$W_{12} = \int_1^2 \delta W \quad (1.64)$$

y en general

$$\oint \delta W \neq 0 \quad (1.65)$$

Análogamente

$$Q_{12} = \int_1^2 \delta Q \quad (1.66)$$

y en general

$$\oint \delta Q \neq 0 \quad (1.67)$$

El símbolo δ indica una cantidad pequeña que no es una diferencial exacta, sino una diferencial inexacta. La integración requiere conocer el proceso, y no describe el cambio de ninguna propiedad entre los estados 1 y 2. La diferencia de notación entre las ecuaciones (1.64) a (1.67) y las ecuaciones (1.62) y (1.63) tienen en cuenta este hecho.

Aunque tanto calor como trabajo son interacciones que se manifiestan en la frontera de un sistema, ambas difieren entre sí. El trabajo es una interacción que pasa la prueba de equivalencia del levantamiento de un peso. El calor, ocurre como resultado de una diferencia de temperatura entre el sistema y su entorno.

1.11.4. Balances de Energía en Sistemas Cerrados y Aislados

La ecuación (1.61) es una expresión del principio de conservación de la energía para sistemas cerrados. Combinada con la ecuación (1.37) se dispone de una expresión del balance de energía en sistemas cerrados en movimiento

$$\Delta U + \Delta E_C + \Delta E_P = Q + W \quad (1.68)$$

o

$$m(u_2 - u_1) + \frac{1}{2}m(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + mg(z_2 - z_1) = mq_{12} + mw_{12} \quad (1.69)$$

o por unidad de masa del sistema

$$(u_2 - u_1) + \frac{1}{2}(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + g(z_2 - z_1) = q_{12} + w_{12} \quad (1.70)$$

donde 1 y 2 son el estado inicial y final, respectivamente; \dot{x} y z son la velocidad y la altura del centro de masas del sistema. El balance de energía en sistemas aislados en movimiento es

$$\Delta U + \Delta E_C + \Delta E_P = 0 \quad (1.71)$$

o

$$m(u_2 - u_1) + \frac{1}{2}m(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + mg(z_2 - z_1) = 0 \quad (1.72)$$

o por unidad de masa del sistema

$$(u_2 - u_1) + \frac{1}{2}(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + g(z_2 - z_1) = 0 \quad (1.73)$$

Estas ecuaciones expresan la idea del balance contable de la energía:

$$\left(\begin{array}{c} \text{Cambio en la energía} \\ \text{total del sistema} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Energía total que} \\ \text{sale del sistema} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{Energía total que} \\ \text{entra del sistema} \end{array} \right)$$

1.11.5. Balances de Energía en Sistemas Abiertos

Ya se han introducido los conceptos de energía, trabajo y calor, y la relación entre ellos a través de la primera ley. Sin embargo, esta ley se refiere propiamente a sistemas cerrados, es decir, a sistemas con masa fija. El análisis en ingeniería también fija su atención en los equipos, las máquinas, y otros dispositivos que generalmente son sistemas abiertos, a través de cuya frontera entra o sale materia. Por esta razón, es conveniente hacer la transición de sistema cerrado (masa de control MC) a sistema abierto (volumen de control VC) para formular las ecuaciones de conservación de materia y energía en sistemas abiertos.

1.11.6. Transición de Sistema Cerrado a Sistema Abierto

Considerando un sistema abierto cuya frontera se indica por la línea gruesa de la **Figura 1.8**. El proceso tiene lugar entre los instantes t y $t + \Delta t$, la frontera del sistema puede modificar su posición y su forma. Se elige un sistema cerrado, delimitado por el área punteada, que coincide con el sistema abierto en el instante inicial, más una cierta cantidad de masa m_e que aún no ha entrado. Tras un cierto tiempo la fracción m_e acaba por entrar totalmente en el sistema abierto, pero otra cantidad de masa m_s ha salido de él. Ha habido un flujo de materia a través de la frontera.

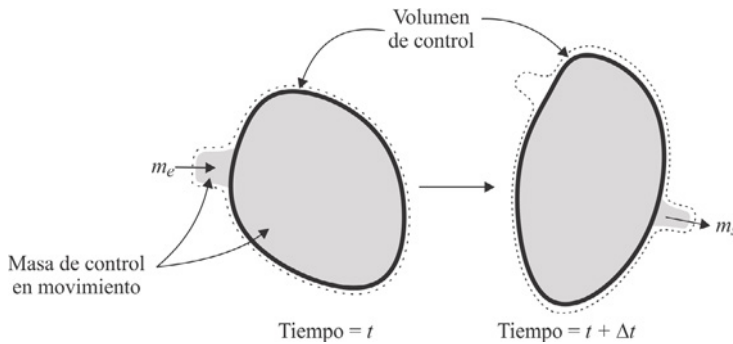


Figura 1.8. Sistema abierto y sistema cerrado relacionado con él.

Considerando ahora el cambio de una propiedad extensiva Φ para un proceso que transcurre entre los tiempos t y $t + \Delta t$. La variación de Φ para el sistema cerrado es

$$\Delta\Phi = \Phi(t + \Delta t) - \Phi(t) \quad (1.74)$$

Para el sistema abierto el cambio de Φ es

$$\Delta\Phi_{vc} = \Phi_{vc}(t + \Delta t) - \Phi_{vc}(t) \quad (1.75)$$

donde el subíndice **vc** indica volumen de control. En el instante t la masa de control ocupa el sistema abierto, más el elemento de masa m_e

$$\Phi(t) = \Phi_{vc}(t) - \Phi_e \quad (1.76)$$

Φ_e es el valor de la propiedad extensiva en el elemento de masa que ha entrado al sistema abierto. En el tiempo $t + \Delta t$, la propiedad Φ del sistema cerrado en movimiento (zona punteada en la **Figura 1.8**) se puede relacionar con la del sistema abierto (línea gruesa)

$$\Phi(t + \Delta t) = \Phi_{vc}(t + \Delta t) + \Phi_s \quad (1.77)$$

donde Φ_s es la propiedad del elemento de masa que ha salido del sistema abierto. La propiedad específica correspondiente a Φ será $\phi = \Phi/m$. Dividiendo la masa de esos elementos por el tiempo transcurrido Δt , se tienen los caudales másicos entrantes y salientes

$$\dot{m}_e = \frac{m_e}{\Delta t} \quad \text{y} \quad \dot{m}_s = \frac{m_s}{\Delta t} \quad (1.78)$$

por lo tanto, el valor de las propiedades Φ_e y Φ_s es

$$\Phi_e = \phi_e \dot{m}_e \Delta t \quad \text{y} \quad \Phi_s = \phi_s \dot{m}_s \Delta t \quad (1.79)$$

sustituyendo en (1.76) y (1.77), se puede expresar la variación de la propiedad Φ en el sistema abierto como

$$\Phi_{vc}(t + \Delta t) - \Phi_{vc}(t) = \Phi(t + \Delta t) - \Phi(t) + \phi_e \dot{m}_e \Delta t - \phi_s \dot{m}_s \Delta t \quad (1.80)$$

dividiendo por Δt y tomando el límite cuando $\Delta t \rightarrow 0$, las diferencias de propiedad se transforman en derivadas con el tiempo, la ecuación (1.80) se puede escribir para un sistema más general con varias entradas y salidas como

$$\frac{d\Phi_{vc}}{dt} = \frac{d\Phi}{dt} + \sum_e \phi_e \dot{m}_e - \sum_s \phi_s \dot{m}_s \quad (1.81)$$

La ecuación anterior se puede integrar entre los tiempos t_1 y t_2 para expresar la variación de Φ en el sistema abierto entre los estados 1 y 2

$$\Delta\Phi_{vc} = \Delta\Phi + \sum_e \int_{t_1}^{t_2} \phi_e \dot{m}_e dt - \sum_s \int_{t_1}^{t_2} \phi_s \dot{m}_s dt \quad (1.82)$$

para el caso particular en el que ϕ_e es uniforme en las entradas y salidas y no varía con el tiempo, la ecuación (1.82) se integra fácilmente

$$\Delta\Phi_{vc} = \Delta\Phi + \sum_e \phi_e m_e - \sum_s \phi_s m_s \quad (1.83)$$

donde m_e y m_s son la masa total que entra y sale del sistema abierto, respectivamente. Las ecuaciones (1.81) y (1.83) expresan la transformación del balance en sistemas cerrados a sistemas abiertos, y son útiles para extender el análisis termodinámico a los sistemas abiertos.

1.11.7. Conservación de la Masa en un Sistema Abierto

Se deriva ahora las ecuaciones de conservación de la masa en un sistema abierto, a partir de las ecuaciones (1.81) y (1.83). En este caso la propiedad extensiva es la masa, $\Phi = m$, y $\phi = 1$. De la ecuación (1.83)

$$\Delta m_{vc} = \Delta m + \sum_e m_e - \sum_s m_s \quad (1.84)$$

sin embargo, para un sistema cerrado, por definición, $\Delta m = 0$, por lo tanto

$$\Delta m_{vc} = \sum_e m_e - \sum_s m_s \quad (1.85)$$

es decir, lo que se acumula en el sistema abierto es lo que entra menos lo que sale. Por lo tanto, la masa contenida en un sistema abierto puede cambiar, a diferencia de lo que ocurre en un sistema cerrado. La velocidad de variación de masa en el sistema abierto se deduce de (1.81)

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s \quad (1.86)$$

La ecuación anterior indica que la velocidad de variación de la masa contenida en el sistema abierto es el flujo másico neto a través de la frontera del sistema abierto (entradas – salidas).

En estado estacionario todas las propiedades son invariantes con el tiempo, luego la variación (derivada) de cualquier propiedad con el tiempo es nula. Por lo tanto, si el término $(dm_{vc}/dt) = 0$, la ecuación (1.86) queda

$$\sum_e \dot{m}_e = \sum_s \dot{m}_s \quad (1.86a)$$

Es decir, los flujos totales de entrada y salida son iguales, que se cumpla la ecuación (1.87) no implica necesariamente que el régimen sea estacionario, deben ser invariantes todas las variables, no sólo la masa total del sistema.

El flujo másico \dot{m} en [kg/s] se puede expresar en función de otras variables más sencillas de determinar experimentalmente: velocidad, sección de área de paso y densidad del fluido en circulación. De la ecuación (1.12)

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m} = \rho \dot{V} = \rho A \dot{x} = \frac{\dot{V}}{v} = \frac{A \dot{x}}{v} \quad (1.87)$$

donde A es el área de paso del flujo de masa \dot{m} o de volumen \dot{V} , \dot{x} es la velocidad y ρ es la densidad del fluido

Esta expresión es válida cuando se considera flujo unidimensional. La simplificación de flujo unidimensional requiere dos condiciones

1. El flujo es normal a las áreas de la frontera por donde entra o sale del sistema abierto (esta condición se puede conseguir simplemente escogiendo una superficie de control que sea normal al flujo).
2. Todas las propiedades intensivas, incluyendo la velocidad y la densidad, son uniformes (constantes) con la posición sobre el área de la frontera donde entra o sale el flujo (la velocidad sólo es homogénea en el área de una tubería si el fluido no tiene viscosidad, sin embargo, siempre se pueden considerar valores medios globales).

1.11.8. Conservación de la Energía en un Sistema Abierto

Se derivan ahora las ecuaciones de conservación de la energía en un sistema abierto, a partir de las ecuaciones (1.81) y (1.83). En este caso la propiedad extensiva es la energía: $\Phi = E$ y $\phi = e$.

En la **Figura 1.9** se representan los elementos fundamentales para el análisis energético de un sistema abierto (línea gruesa), una masa de control en movimiento, que en el instante t está toda dentro del sistema abierto, más un elemento de masa m_e y volumen V_e que aún no ha entrado, y en el instante $t + \Delta t$ la masa de control ocupa el sistema abierto más otro elemento m_s y volumen V_s que ha sido expulsado del sistema abierto. Se indican las alturas de entrada y salida de materia, así como la presión, velocidad, etc., de las corrientes que circulan por cada entrada y salida. Además, el sistema abierto puede realizar interacciones de calor y trabajo con su entorno.

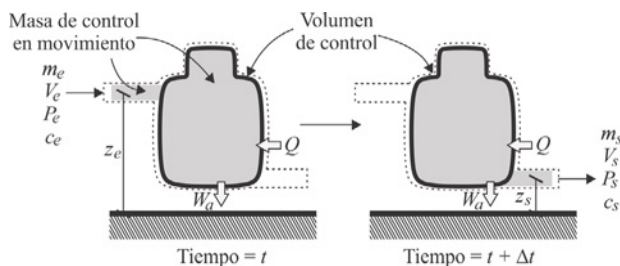


Figura 1.9. Esquema empleado para desarrollar el balance de energía para un sistema abierto, con un sistema cerrado en movimiento que pasa por él.

De la ecuación (1.83)

$$\Delta E_{vc} = \Delta E + \sum_e e_e m_e - \sum_s e_s m_s \quad (1.88)$$

la energía específica de la corriente por cada entrada y salida viene dada por

$$e_i = u_i + \frac{1}{2} \dot{x}_i^2 + gz_i \quad (1.89)$$

Pero el balance de energía en un sistema cerrado es

$$\Delta E = Q + W \quad (1.90)$$

Las interacciones de trabajo de la ecuación anterior se pueden separar en trabajo de flujo correspondiente a las entradas y salidas, y trabajo hecho en cualquier otro punto de las fronteras

$$W_e = P_e V_e \quad (1.91)$$

$$W_s = -P_s V_s \quad (1.92)$$

y

$$W_m \quad (1.93)$$

Por lo tanto, el trabajo total del sistema cerrado es

$$W = W_m + W_e + W_s = W_m + m_e P_e v_e - m_s P_s v_s \quad (1.94)$$

El trabajo W_m es la interacción de trabajo del sistema abierto con su entorno, incluye posibles cambios de volumen del sistema abierto, pero sobre todo trabajo asociado a ejes giratorios, por eso se denomina también trabajo mecánico. Sustituyendo (1.94) en (1.90), y ésta en (1.88), se llega a

$$\Delta E_{vc} = Q + W_m + \sum_e (e + Pv)_e m_e - \sum_s (e + Pv)_s m_s \quad (1.95)$$

El primer miembro de la ecuación (1.95), representa el cambio total de energía que tiene lugar dentro del sistema abierto, el segundo miembro describe las interacciones en la frontera que producen este cambio. Sustituyendo la energía específica, e , de la ecuación (1.89), queda

$$\Delta E_{vc} = Q + W_m + \sum_e \left(u + Pv + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) m_e - \sum_s \left(u + Pv + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) m_s \quad (1.96)$$

y teniendo en cuenta la definición de entalpía, $u + Pv = h$

$$\Delta E_{vc} = Q + W_m + \sum_e \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) m_e - \sum_s \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) m_s \quad (1.97)$$

Una expresión en forma de velocidades de entrada de calor, de fluidos y producción de potencia, es

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W}_m + \sum_e \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) \dot{m}_e - \sum_s \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) \dot{m}_s \quad (1.98)$$

Las ecuaciones (1.97) y (1.98) son expresiones alternativas para la primera ley de la termodinámica aplicada a un sistema abierto.

La primera ley en estado estacionario ($dE_{vc}/dt = 0$) de (1.98) es

$$\dot{Q} + \dot{W}_m + \sum_e \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) \dot{m}_e - \sum_s \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) \dot{m}_s = 0 \quad (1.99)$$

La primera ley para sistemas con una entrada y una salida es

$$\dot{Q} + \dot{W}_m + \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right)_e \dot{m}_e - \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right)_s \dot{m}_s = 0 \quad (1.100)$$

o bien, dividiendo por el flujo másico constante

$$q + w_m + \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right)_e - \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right)_s = 0 \quad (1.101)$$

La interacción de trabajo de un sistema cerrado con su entorno en proceso reversible se puede evaluar como

$$\delta w = -Pdv \quad (1.102)$$

o

$$w = -\int_{v_e}^{v_s} P dv \quad (1.103)$$

donde los subíndices **e** y **s** hacen referencia a las condiciones de entrada y de salida, respectivamente. Esta expresión permite el cálculo del trabajo si se conoce la relación entre **P** y **v** a lo largo del proceso. Se puede deducir una expresión análoga para sistemas abiertos en flujo estacionario. Si el proceso que experimenta el fluido es cuasiestático y reversible (sin disipación) a lo largo del sistema abierto en flujo unidimensional, la ecuación (1.94) se puede expresar, por unidad de masa que circula, como

$$W = W_m + m_e P_e v_e - m_s P_s v_s \quad (1.104)$$

o

$$w = w_m + P_e v_e - P_s v_s \quad (1.105)$$

o

$$\delta w = \delta w_m - d(Pv) \quad (1.106)$$

donde

$$\delta w_m = \delta w + d(Pv) = -Pdv + Pdv + vdP = vdP \quad (1.107)$$

por lo tanto

$$w_m = \int_{P_e}^{P_s} vdP \quad (1.108)$$

esta expresión es válida solamente para sistemas abiertos en régimen estacionario, proceso cuasiestático y reversible (es decir, sin disipación).

1.12. Segunda Ley de la Termodinámica

A continuación se presentan algunos ejemplos de procesos en los que se cumple la primera ley pero que ocurren claramente en una sola dirección:

- 1) Trozo de hielo en una taza de agua caliente

- 2) Dos metales en contacto a diferente temperatura
- 3) Apertura de un tanque a presión
- 4) Conversión de entrada de calor en salida de trabajo

Utilidad de la segunda ley:

- 1) Predice la dirección de los procesos naturales o espontáneos
- 2) Establece las condiciones de equilibrio termodinámico
- 3) Determina los mejores rendimientos teóricos de ciclos y máquinas térmicas
- 4) Define una escala absoluta de temperatura independiente de la sustancia termométrica

Antes de establecer la segunda ley, es necesario señalar dos conceptos previos, la reversibilidad y las máquinas térmicas.

1.12.1. Características de un Proceso Reversible

Un proceso es reversible si una vez realizado, es posible retornar al estado inicial pasando por los mismos estados intermedios e invirtiendo todas las interacciones con el entorno, de forma que en el entorno no quede ningún efecto del proceso completo de ida y vuelta. Para que esto se cumpla, se deben satisfacer dos condiciones:

- 1) El proceso debe ser cuasiestático, es decir, todos los estados intermedios son de equilibrio
- 2) No debe haber efectos disipativos

Ejemplos de procesos reversibles:

- 1) Expansión o compresión controlada
- 2) Deformación elástica de un sólido o un resorte
- 3) Carga y descarga controlada de una pila electrostática
- 4) Tensión elástica de una superficie
- 5) Efectos de polarización y magnetización
- 6) Circuitos eléctricos de resistencia cero

7) Movimiento sin fricción

1.12.2. Tipos de Irreversibilidades

Las irreversibilidades se pueden clasificar en internas y externas, en función de que tengan lugar dentro del sistema o en la interacción con el entorno.

Un proceso es internamente reversible si no se producen irreversibilidades dentro del sistema, aunque existan irreversibilidades a ambos lados de la frontera del sistema. Algunos ejemplos de procesos irreversibles son:

- 1) Expansión libre de un gas
- 2) Deformación inelástica
- 3) Ondas de choque
- 4) Amortiguamiento interno de un sistema en vibración
- 5) Efectos de histéresis
- 6) Resistencia eléctrica
- 7) Flujo viscoso de un fluido
- 8) Fricción sólido-sólido
- 9) Flujo de fluidos a través de válvulas y filtros porosos
- 10) Reacciones químicas espontáneas
- 11) Mezcla de fluidos diferentes

1.12.3. Máquinas Térmicas

Las máquinas térmicas son sistemas compuestos, formados por los siguientes subsistemas:

- 1) Máquina térmica: es un sistema cerrado a través del cual un fluido describe un proceso cuasiestático cíclico.
- 2) Depósitos térmicos o de calor: son sistemas cerrados de temperatura constante, que no se alteran por una extracción o aportación continua de calor.

Esto puede lograrse debido a:

- a) Su gran capacidad calorífica, que hace despreciable su variación de temperatura, a pesar de la transferencia de calor (ejemplo, el mar, los ríos, la atmósfera)
- b) Que sea una sustancia pura realizando un cambio de fase isóbaro (ejemplo, agua o refrigerante en ebullición),
- c) Que en su seno se desarrolle una reacción química o nuclear en equilibrio estacionario, en la que la energía liberada en la reacción se iguale a la liberación de calor (ejemplo, sol, cámara de combustión).

En general, una máquina térmica puede operar con varios depósitos a distintas temperaturas, recibe calor de unos depósitos y aporta a otros. El conjunto es una producción neta de trabajo.

En la **Figura 1.10** se representa el esquema de una máquina térmica con dos depósitos de calor.

Como la máquina realiza procesos cíclicos, se debe cumplir la primera ley:

$$\Delta U = \sum Q + \sum W = 0 \quad (1.109)$$

es decir,

$$W_{\text{neto}} = Q_A - Q_B \quad (1.110)$$

donde W_{neto} = trabajo desarrollado por la máquina, Q_A = calor agregado a la máquina por el depósito de alta temperatura y Q_B = calor cedido por la máquina hacia el depósito de baja temperatura.

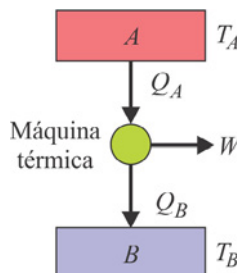


Figura 1.10. Esquema de una máquina térmica. Se representan los dos depósitos (caliente A y frío B), el proceso cíclico y los flujos de calor y trabajo.

1.12.4. Ciclos de Potencia

Los ciclos de potencia son sistemas que realizan procesos cíclicos que producen una cantidad neta negativa de trabajo, objetivo del ciclo.

Se define un rendimiento del ciclo, denominado eficiencia térmica η_t , como la relación entre la energía obtenida (objetivo) y la energía gastada (inversión), en este caso, trabajo neto (en valor absoluto, por ser negativo) y calor agregado

$$\eta_t = \frac{E_{\text{obtenida}}}{E_{\text{gastada}}} = \frac{|W_{\text{neto}}|}{Q_A} \quad (1.111)$$

Si la máquina funciona entre dos temperaturas

$$\eta_t = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_A} = \frac{Q_A - Q_B}{Q_A} = 1 - \frac{Q_B}{Q_A} < 1 \quad (1.112)$$

Para que el rendimiento térmico fuera $\eta_t = 1$, tendría que ocurrir que $Q_B = 0$, es decir, se tendría una máquina con sólo un depósito térmico.

La segunda ley niega que puedan existir máquinas con sólo un depósito térmico, que convierten todo el calor en trabajo.

1.12.5. Ciclos Invertidos (Refrigeradores y Bombas de Calor)

Los ciclos invertidos son sistemas que realizan procesos cíclicos que consumen una cantidad neta positiva de trabajo (véase **Figura 1.11**), y el objetivo es retirar calor de un depósito frío (ciclos de refrigeración) o aportar calor a un depósito caliente (bomba de calor).

El rendimiento térmico de las máquinas invertidas se llama coeficiente de operación COP y se definen como

1) Refrigerador (R)

$$COP \equiv \beta_R = \frac{E_{\text{obtenida}}}{E_{\text{gastada}}} = \frac{Q_B}{W_{\text{neto}}} = \frac{Q_B}{Q_A - Q_B} > 1 \text{ ó } < 1 \quad (1.113)$$

2) Bomba de calor (BC)

$$COP \equiv \beta_{BC} = \frac{E_{\text{obtenida}}}{E_{\text{gastada}}} = \frac{Q_A}{W_{\text{neto}}} = \frac{Q_A}{Q_A - Q_B} > 1 \quad (1.114)$$

siempre.

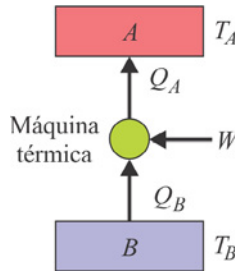


Figura 1.11. Esquema de una máquina invertida. Se representan los dos depósitos (caliente A y frío B), el proceso cíclico y los flujos de calor y trabajo.

1.13. Expresiones de la Segunda Ley

Aunque existen variados modos de expresar la segunda ley, se emplearán dos formulaciones que son equivalentes y están basadas en máquinas térmicas.

1.13.1. Enunciado de Clausius

Es imposible operar una máquina cíclica que funcionando según un ciclo, su único efecto sea el paso de calor de un cuerpo frío a otro más caliente. Es decir, es imposible la transferencia de calor de un cuerpo de menor temperatura a otro de mayor temperatura sin realizar otro efecto en el entorno.

1.13.2. Enunciado de Kelvin-Planck

Es imposible construir una máquina térmica que funcionando según un ciclo, su único efecto sea extraer calor de una fuente térmica y realizar una cantidad equivalente de trabajo, en la **Figura 1.12** se muestran dos ejemplos.

Es decir, es imposible construir una máquina cíclica que convierta íntegramente calor en trabajo.

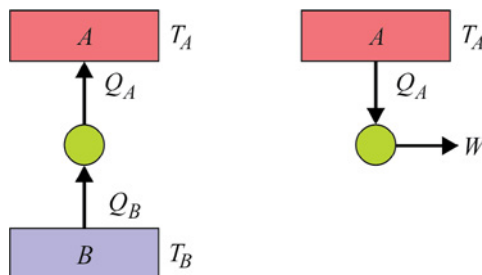


Figura 1.12. Esquema de máquinas térmicas que es imposible que existan, según los enunciados de Clausius y Kelvin-Planck.

1.13.3. Equivalencia de Ambos Enunciados

Si existiera una máquina que violara uno de los dos enunciados, violaría también el otro. Es decir, para mostrar que Clausius implica Kelvin–Planck y viceversa, se supondrá primero que Clausius implica Kelvin–Planck, y posteriormente que Kelvin–Planck implica Clausius.

- 1) Si existe una máquina a que no cumple Clausius, y se acopla con una máquina térmica b de modo que intercambien el mismo calor con el depósito frío, el conjunto es una máquina cíclica c que no cumple Kelvin–Planck, véase la **Figura 1.13**.

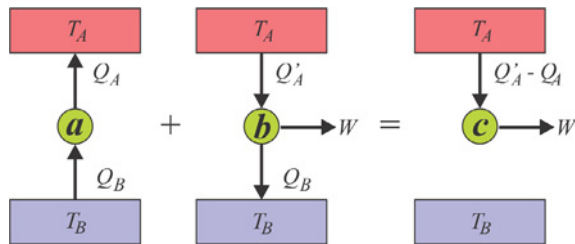


Figura 1.13. La violación de Clausius implica la violación de Kelvin–Planck.

- 2) Si existe una máquina a que no cumple Kelvin–Planck, y se acopla con una máquina invertida b de modo que intercambien el mismo trabajo neto, el conjunto es una máquina cíclica c que no cumple Clausius, véase la **Figura 1.14**.

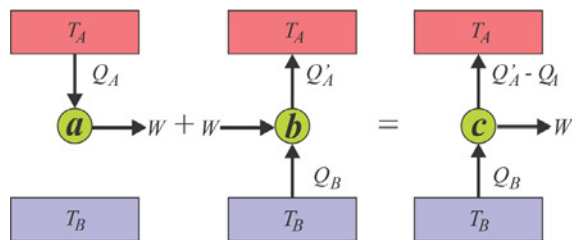


Figura 1.14. La violación de Kelvin–Planck implica la violación de Clausius.

1.13.4. Rendimiento Máximo de las Máquinas Térmicas

En un ciclo de potencia, el rendimiento máximo es el de la máquina térmica reversible (la de Carnot), en la que los flujos de calor son proporcionales a las temperaturas absolutas de los depósitos

$$\frac{Q_A}{Q_B} = \frac{T_A}{T_B} \quad (1.115)$$

Por lo tanto, el rendimiento máximo de un ciclo de potencia viene dado por

$$\eta_{\max} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_A} = \frac{Q_A - Q_B}{Q_A} = \frac{T_A - T_B}{T_A} = 1 - \frac{T_B}{T_A} < 1 \quad (1.116)$$

Si el depósito frío es el ambiente $T_B = T_0$, es posible ver cómo varía el rendimiento térmico máximo de los ciclos de potencia en función de la temperatura del depósito caliente $T_A = T$, en función de la relación $T/T_0 = \tau$

$$\eta_{\max} = 1 - \frac{T_B}{T_A} = 1 - \frac{T_0}{T} = 1 - \frac{1}{\tau} \quad (1.117)$$

En los ciclos de refrigeración, el coeficiente de operación máximo se deduce de la misma manera, y queda

$$\beta_{R,\max} = \frac{Q_B}{W_{\text{neto}}} = \frac{Q_B}{Q_A - Q_B} = \frac{T_B}{T_A - T_B} > 1 \text{ ó } < 1 \quad (1.118)$$

Si el depósito caliente es el ambiente y el depósito frío es la cámara a temperatura T , la ecuación (1.118) se expresa como

$$\beta_{R,\max} = \frac{T_B}{T_A - T_B} = \frac{T_0}{T - T_0} = \frac{\tau}{1 - \tau} \quad (1.119)$$

En las bombas de calor, el coeficiente de operación máximo será

$$\beta_{BC,\max} = \frac{Q_A}{W_{\text{neto}}} = \frac{Q_A}{Q_A - Q_B} = \frac{T_A}{T_A - T_B} > 1 \quad (1.120)$$

Si el depósito frío es el ambiente y el depósito caliente está a la temperatura T , la ecuación (1.120) queda

$$\beta_{BC,\max} = \frac{T_A}{T_A - T_B} = \frac{T}{T - T_0} = \frac{\tau}{\tau - 1} \quad (1.121)$$

En la **Figura 1.15** se muestran los rendimientos máximos de las máquinas térmicas, en función de la relación de temperaturas entre uno de los depósitos y el ambiente.

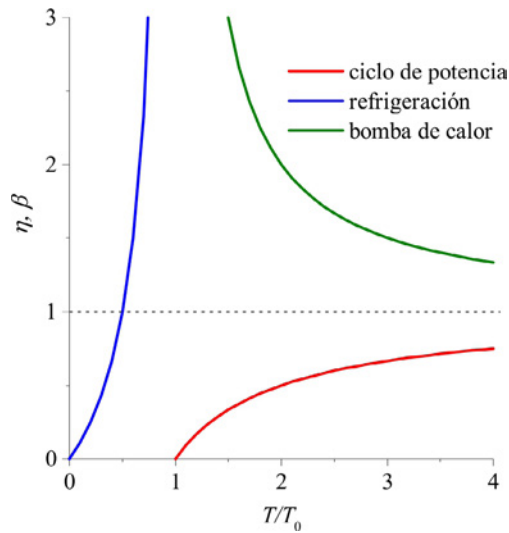


Figura 1.15. Rendimientos máximos de máquinas térmicas, en función de la relación de temperaturas entre uno de los depósitos y el ambiente.

1.13.5. El Ciclo de Carnot

Es la idealización de un ciclo completamente reversible. Consta de cuatro procesos consecutivos a los que se ve sometido un fluido

- 1) Dos procesos isotérmicos, expansión y compresión a la misma temperatura que los depósitos.
- 2) Dos procesos adiabáticos reversibles, expansión y compresión en los que el fluido pasa de una a otra temperatura.

El ciclo de Carnot es totalmente reversible porque

- 1) No tiene irreversibilidades internas, los cuatro procesos (dos isotérmicos y dos adiabáticos) se supone que son internamente reversibles.
- 2) No tiene irreversibilidades externas, los procesos isotérmicos de intercambio de calor se realizan a la misma temperatura que los depósitos respectivos.

El ciclo de Carnot es un ciclo ideal, irrealizable, pero que se puede usar como referencia con otros ciclos. Por ser totalmente reversible, es el de máximo rendimiento entre dos depósitos térmicos dados (primer corolario de Carnot). Además, por ser totalmente

reversible, tiene siempre el mismo rendimiento entre los mismos dos depósitos dados, sea cual sea el tamaño, tipo de fluido de trabajo, etc. (segundo corolario de Carnot). Es posible imaginar ciclos de Carnot en sistema cerrado o abierto o, con un gas, un líquido o un fluido bifásico, etc.

1.14. Entropía

A partir de la primera ley, se dedujo la propiedad energía, que es una cantidad física conservativa. A partir de la segunda ley, se deducirá la propiedad entropía. Primero se deduce un corolario de la segunda ley para ciclos, la desigualdad de Clausius junto con la formulación matemática del enunciado de Kelvin–Planck predice de manera natural la propiedad entropía.

1.14.1. La Desigualdad de Clausius

La desigualdad de Clausius es un corolario de la segunda ley. Se enuncia de la siguiente manera: cuando un sistema realiza un ciclo reversible

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (1.122)$$

y, si es irreversible

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0 \quad (1.123)$$

es decir, en general

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (1.124)$$

que es la desigualdad de Clausius. El signo = corresponde a un ciclo donde todas las etapas son internamente reversibles. El signo < si existen irreversibilidades internas. El signo > describe un ciclo imposible.

1.14.2. Variación de Entropía

Empleando la desigualdad de Clausius (1.124) se deduce una nueva propiedad o variable de estado, que se denominará entropía.

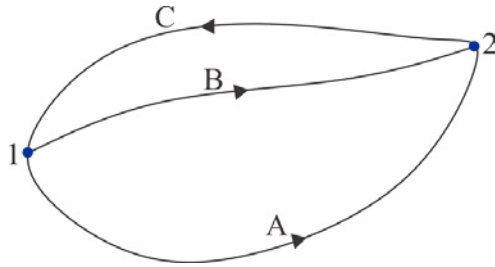


Figura 1.16. Dos ciclos internamente reversibles empleados para demostrar que la entropía es una propiedad.

Sea un sistema cerrado que experimenta dos procesos cíclicos distintos, con una parte común, todas las etapas de los dos ciclos son internamente reversibles, los ciclos 1A2C1 y 1B2C1 de la **Figura 1.16**. Aplicamos la desigualdad de Clausius a los dos ciclos

$$\oint_{AC} \frac{\delta Q}{T} = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_A + \left(\int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \right)_C = 0 \quad (1.125)$$

y

$$\oint_{BC} \frac{\delta Q}{T} = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_B + \left(\int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \right)_C = 0 \quad (1.126)$$

Restando ambas expresiones tenemos

$$\left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_A = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_B \quad (1.127)$$

Por lo tanto, el valor de

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (1.128)$$

es el mismo para todos los procesos internamente reversibles entre los dos estados. Es decir, la integral es una propiedad. A esta propiedad se le llama **entropía**, y se le denota con el símbolo S

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{int rev}} \quad (1.129)$$

en [J/K], la entropía específica s está en [J/(kg K)] y la molar \bar{S} en [J/(mol K)]. Al igual que con la energía, no existen valores absolutos de entropía, sino que se definen valores arbitrarios para la entropía de las sustancias en un determinado estado de

referencia arbitrario.

La definición de entropía (1.129) tiene tres consecuencias importantes; el calor en procesos internamente reversibles, en procesos irreversibles y en sistemas aislados.

1.14.3. Calor en Procesos Internamente Reversibles

En los procesos internamente reversibles, se puede calcular el calor si se conoce cómo varía la entropía con las demás propiedades, integrando la ecuación (1.129) a lo largo del proceso ya no es necesario recurrir a la primera ley y calcular el trabajo

$$Q_{\text{int rev}} = \int_1^2 T ds \quad (1.130)$$

En el diagrama Ts, el calor es el área bajo la línea de estados del proceso, véase la **Figura 1.17**.

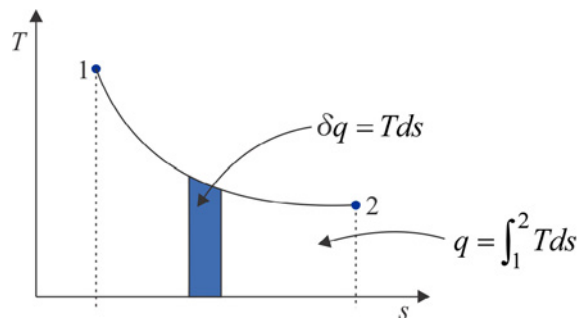


Figura 1.17. Interpretación gráfica del calor en procesos internamente reversibles.

En los procesos cíclicos internamente reversibles, como $Q_{\text{neto}} = -W_{\text{neto}}$ por la primera ley, el área encerrada por la curva representa cualquiera de las dos magnitudes, tanto en el diagrama Pv como en el Ts, véase la **Figura 1.18**.

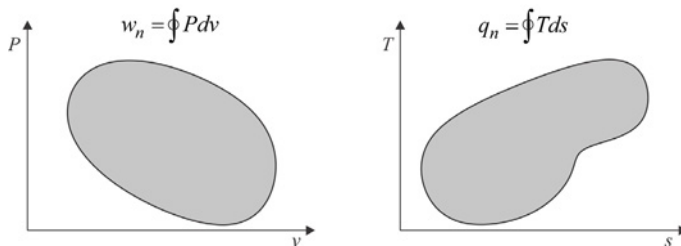


Figura 1.18. Interpretación gráfica del trabajo y el calor netos intercambiados en procesos cíclicos internamente reversibles.

1.14.4. Variación de Entropía en Procesos Irreversibles

Sean dos procesos entre los mismos estados, uno internamente reversible y el otro irreversible (**Figura 1.19**). La diferencia de entropía entre los estados 1 y 2 se calcula integrando $\delta Q/T$ para un proceso reversible cualquiera, por ejemplo el denominado R

$$\Delta S = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{int rev}} = \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_R \quad (1.131)$$

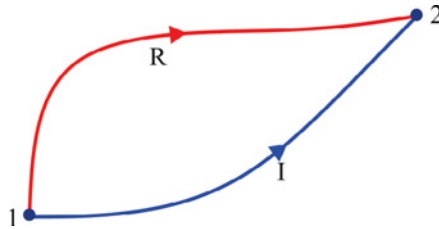


Figura 1.19. Variación de entropía en procesos con irreversibilidades internas.

El proceso 1R2 se puede invertir ya que es reversible, se denomina proceso 2R1. Considere ahora el ciclo irreversible 1I2R1

$$\left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_I + \left(\int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \right)_R \leq 0 \quad (1.132)$$

El signo = se daría cuando el proceso I es reversible. Se cumple

$$\left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_R + \left(\int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \right)_R = 0 \quad (1.133)$$

Combinando (1.132) y (1.133) se deduce

$$\left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_R \geq \left(\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_I \quad (1.134)$$

Por lo tanto

$$\Delta S = S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (1.135)$$

para un proceso cualquiera. Y en forma diferencial

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (1.136)$$

o bien

$$\delta Q \leq TdS \quad (1.137)$$

Luego el calor intercambiado es menor que el área bajo la línea de estados en el plano Ts, **Figura 1.17**.

La desigualdad (1.135) se transforma en igualdad añadiendo un término positivo o nulo, denominado entropía generada

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + S_{gen} \quad (1.138)$$

se plantean así tres posibilidades:

- 1) Si $S_{gen} > 0$, se tiene un proceso irreversible (con irreversibilidades internas).
- 2) Si $S_{gen} = 0$, se tiene un proceso reversible (sin irreversibilidades internas).
- 3) Si $S_{gen} < 0$, se tiene un proceso imposible.

1.14.5. Principio de Aumento de Entropía

En un proceso adiabático $\delta Q = 0$. Entonces

$$dS_{adiab} \geq 0 \quad \text{por tanto} \quad \Delta S_{adiab} \geq 0 \quad (1.139)$$

Y en un sistema aislado (sin interacción de energía en forma de calor ni de trabajo con su entorno) que evoluciona espontáneamente, se cumple

$$dS_{adiab} > 0 \quad \text{por tanto} \quad \Delta S_{adiab} > 0 \quad (1.140)$$

Luego ningún proceso espontáneo o natural reduce la entropía, sólo la aumenta, este es otro enunciado de la segunda ley de la termodinámica: en un sistema aislado, existe una propiedad llamada entropía que siempre se incrementa.

1.14.6. Ecuaciones TdS

Combinando la primera y segunda ley, se obtienen expresiones que relacionan la entropía con las demás propiedades termodinámicas; energía interna, entalpía, presión, volumen y temperatura.

Sea un sistema cerrado simple compresible que experimenta un proceso internamente reversible, en ausencia de efectos gravitatorios y cinéticos. Aplicando la primera ley

$$dU = \delta Q_{\text{int rev}} + \delta W_{\text{int rev}} = TdS - PdV \quad (1.141)$$

por lo tanto

$$TdS = dU + PdV \quad \text{Primera ecuación de Gibbs} \quad (1.142)$$

Teniendo en cuenta que $H = U + PV$, $dU = d(H - PV) = dH - PdV - VdP$. Sustituyendo en la ecuación (1.142), se tiene

$$TdS = dH + VdP \quad \text{Segunda ecuación de Gibbs} \quad (1.143)$$

Las ecuaciones (1.142) y (1.143) relacionan propiedades, variables de estado de sustancias compresibles, por lo tanto, aunque se han deducido para un proceso internamente reversible, son válidas para cualquier cambio de estado, aunque no tenga lugar a través de procesos reversibles.

Estas ecuaciones pueden expresarse también en función de variables intensivas molares o específicas, despejando ds

$$ds = \frac{1}{T} du + \frac{P}{T} dv \quad (1.144)$$

y

$$ds = \frac{1}{T} dh - \frac{v}{T} dP \quad (1.145)$$

o bien

$$d\bar{s} = \frac{1}{T} d\bar{u} + \frac{P}{T} d\bar{v} \quad (1.146)$$

y

$$d\bar{s} = \frac{1}{T} d\bar{h} - \frac{\bar{v}}{T} dP \quad (1.147)$$

1.15. Balance de Entropía en Sistemas Cerrados

Partiendo de la ecuación (1.138), se tiene el balance de entropía para un sistema cerrado

$$\underbrace{\Delta S = S_2 - S_1}_{\text{Variación de entropía de un sistema cerrado}} = \underbrace{\int_1^2 \frac{\delta Q}{T}}_{\text{Entropía de flujo}} + \underbrace{S_{gen}}_{\text{Entropía generada}} \quad (1.148)$$

en [J/K].

1.16. Balance de Entropía en Sistemas Abiertos

De la ecuación (1.81)

$$\frac{d\Phi_{vc}}{dt} = \frac{d\Phi}{dt} + \sum_e \phi_e \dot{m}_e - \sum_s \phi_s \dot{m}_s$$

Si en la ecuación (1.81) se toma $\Phi = S$ y $\phi = s$, se podrá escribir el balance de entropía en estado transitorio como

$$\frac{dS_{vc}}{dt} = \frac{dS}{dt} + \sum_e s_e \dot{m}_e - \sum_s s_s \dot{m}_s \quad (1.149)$$

sustituyendo la ecuación (1.138) en (1.149), se tiene

$$\frac{dS_{vc}}{dt} = \int_1^2 \frac{\delta \dot{Q}}{T} + \sum_e s_e \dot{m}_e - \sum_s s_s \dot{m}_s + \dot{S}_{gen} \quad (1.150)$$

En estado estacionario ($dS_{vc}/dt = 0$):

$$\sum_s s_s \dot{m}_s - \sum_e s_e \dot{m}_e = \int_1^2 \frac{\delta \dot{Q}}{T} + \dot{S}_{gen} \quad (1.151)$$

en [W/K]. Por lo tanto, el balance de entropía en estado estacionario para un sistema abierto es

$$\underbrace{\Delta \dot{S} = \sum_s s_s \dot{m}_s - \sum_e s_e \dot{m}_e}_{\text{Variación de entropía en un volumen de control}} = \underbrace{\int_1^2 \frac{\delta \dot{Q}}{T}}_{\text{Entropía de flujo}} + \underbrace{\dot{S}_{gen}}_{\text{Entropía generada}} \quad (1.152)$$

en [W/K].

1.17. Exergía, Cambio y Transferencia de Exergía

La ciencia de la termodinámica se basa principalmente en dos leyes fundamentales, conocidas como: primera y la segunda leyes. La primera ley es simplemente una expresión del principio de conservación de la energía. Afirma que la energía es una

propiedad termodinámica, y que durante una interacción, la energía puede cambiar de una forma a otra, pero la cantidad total de energía permanece constante. La Segunda Ley afirma que la energía tiene tanto calidad como cantidad, y que los procesos reales ocurren en la dirección de la disminución de la calidad de la energía. La energía térmica de alta temperatura se degrada a medida que se transfiere a un cuerpo de temperatura más baja. Los intentos de cuantificar la calidad o el "potencial de trabajo" de la energía a la luz de la Segunda Ley han dado como resultado la definición de la propiedad denominada exergía.

1.17.1. ¿Qué es la Exergía?

El potencial de trabajo útil de una cantidad dada de energía en un estado específico se llama exergía y se denota con **Ex**. También se le conoce como disponibilidad o energía disponible. Es el potencial de trabajo de la energía contenida en un sistema en un estado específico, en relación con un estado de referencia (conocido como estado muerto), es simplemente el trabajo útil máximo que se puede obtener del sistema.

Se dice que un sistema está en el estado muerto cuando está en equilibrio termodinámico con su entorno. En el estado muerto, un sistema está a la temperatura y presión de su entorno (en equilibrio térmico y mecánico). No tiene energía cinética o potencial relativa al entorno (velocidad cero y elevación cero por encima de un nivel de referencia). Y no reacciona con el ambiente (químicamente inerte). Además, no hay efectos magnéticos, eléctricos y de tensión superficial desequilibrados entre el sistema y sus alrededores, si son relevantes para la situación actual. Las propiedades de un sistema en el estado muerto se indican mediante el subíndice cero, por ejemplo, P_0 , T_0 , h_0 , u_0 y s_0 . A no ser que se especifique de otro modo, la temperatura y presión del estado muerto se toman como $T_0 = 25^\circ\text{C}$ y $P_0 = 1 \text{ atm}$ (101.325 kPa o 1.013 bar). Un sistema tiene cero exergía en el estado muerto. La noción de que un sistema debe pasar al estado muerto al final del proceso para maximizar el rendimiento del trabajo se puede explicar de la siguiente manera: si la temperatura del sistema en el estado final es mayor que (o menor que) la temperatura del ambiente en el que se encuentra, siempre podemos producir más trabajo haciendo funcionar un motor térmico entre estos dos niveles de temperatura. Si la presión final es mayor que (o menor que) la presión del entorno, todavía podemos obtener trabajo al permitir que el sistema se expanda a la presión del medio ambiente. Si la velocidad final del sistema no es cero, podemos captar esa energía cinética adicional con una turbina y convertirla en trabajo de eje giratorio, y así sucesivamente. No se puede producir

trabajo a partir de un sistema que se encuentra inicialmente en el estado muerto. El ambiente que nos rodea contiene una tremenda cantidad de energía, sin embargo, la atmósfera está en el estado muerto, y la energía que contiene no tiene potencial de trabajo.

Por lo tanto, se concluye que un sistema entrega el máximo trabajo posible a medida que se somete a un proceso reversible desde el estado inicial especificado al estado de su entorno, es decir, el estado muerto. Es importante darse cuenta de que la exergía representa el límite superior de la cantidad de trabajo que un dispositivo puede realizar sin violar ninguna ley termodinámica. Siempre hay una diferencia, grande o pequeña, entre la exergía y el trabajo real entregado por un dispositivo, ésta diferencia representa el espacio disponible que los ingenieros tienen para mejorar el proceso.

Tenga en cuenta que la exergía de un sistema en un estado específico depende de las condiciones del entorno (el estado muerto), así como las propiedades del sistema. Por lo tanto, la exergía es una propiedad de la combinación sistema–entorno y no solo del sistema

1.17.2. Formas de Exergía

En algunas clases de problemas cuando los sistemas de reacción están presentes, se debe especificar el potencial químico del entorno de referencia. En tales casos, el equilibrio termodinámico se referirá a todos los tipos de interacciones, incluidas las reacciones químicas. Se puede decir que un sistema está en equilibrio termodinámico con el medio ambiente si comparte la misma temperatura (equilibrio térmico), la misma presión (equilibrio mecánico) y el mismo potencial químico (equilibrio químico). Por lo tanto, la exergía incluye al menos dos componentes, uno termomecánico y otro químico. La exergía no se puede conservar. Cualquier proceso real destruye la exergía ya que, de manera similar, genera entropía. La exergía se destruye y la entropía se genera debido a las irreversibilidades.

1.17.3. Exergía de la Energía Cinética

La exergía de la energía cinética de un sistema es igual a la propia energía cinética sin tener en cuenta la temperatura y la presión del entorno, la energía cinética es una forma de energía mecánica y puede transformarse directamente en trabajo. Por lo tanto

$$Ex_C = E_C = \frac{m\dot{x}^2}{2} \quad (1.153)$$

donde Ex_C es la exergía de la energía cinética en [kJ], m la masa en [kg] y \dot{x} la velocidad del sistema relativa al entorno en [m/s]. La exergía cinética específica es

$$ex_C = \frac{\dot{x}^2}{2} \quad (1.154)$$

en [kJ/kg]. Y la molar

$$\bar{ex}_C = M \frac{\dot{x}^2}{2} \quad (1.155)$$

en [kJ/kmol] y M es la masa molar.

1.17.4. Exergía de la Energía Potencial

La exergía de la energía potencial de un sistema es igual a la propia energía potencial sin tener en cuenta la temperatura y la presión del entorno, la energía potencial también es una forma de energía mecánica que puede transformarse directamente en trabajo, es decir

$$Ex_P = E_P = mgz \quad (1.156)$$

donde Ex_P es la exergía de la energía potencial en [kJ], m la masa en [kg], g la aceleración debida a la gravedad en [m/s²] y z la altura arriba de un nivel de referencia $z_0 = 0$. La exergía potencial específica es

$$ex_P = gz \quad (1.157)$$

en [kJ/kg]. Y la molar

$$\bar{ex}_P = Mgz \quad (1.158)$$

en [kJ/kmol] y M es la masa molar.

1.17.5. Exergía Física

La exergía física para un sistema sin flujo (sistema cerrado) se expresa como

$$Ex_{ph} = (U - U_0) + P_0(V - V_0) - T_0(S - S_0) \quad (1.159)$$

donde U es la energía interna, V el volumen y S la entropía de un sistema cerrado que no está en equilibrio con el entorno, P_0 y T_0 son la presión y la temperatura de referencia del entorno y el índice 0 se refiere a los valores de las propiedades cuando el sistema está en equilibrio termomecánico con el entorno, Ex_{ph} está en [kJ].

La exergía física específica ex_{ph} es su exergía física Ex_{ph} por unidad de masa m .

$$ex_{ph} = (u - u_0) + P_0(v - v_0) - T_0(s - s_0) \quad (1.160)$$

donde ex_{ph} está en [kJ/kg]. Y la molar es

$$\bar{ex}_{ph} = (\bar{u} - \bar{u}_0) + P_0(\bar{v} - \bar{v}_0) - T_0(\bar{s} - \bar{s}_0) \quad (1.161)$$

en [kJ/kmol].

1.17.6. Exergía de la Energía de Flujo

La llamada energía de flujo que es la energía necesaria para mantener el flujo en una tubería o conducto, y que se expresa como $W_{flujo} = Pv$, donde v es el volumen específico del fluido que es equivalente al cambio de volumen por unidad de masa de fluido cuando se desplaza durante el flujo, por lo tanto, la exergía asociada con el trabajo de flujo es equivalente a la exergía asociada con el trabajo de frontera, el cual es el exceso de trabajo realizado contra el aire atmosférico a P_0 para desplazarlo un volumen v , entonces la exergía asociada con la energía de flujo puede expresarse como

$$Ex_{flujo} = (P - P_0)V \quad (1.162)$$

en [kJ]. Por unidad de masa

$$ex_{flujo} = (P - P_0)v \quad (1.163)$$

en [kJ/kg]. Y la molar es

$$\bar{ex}_{flujo} = (P - P_0)\bar{v} \quad (1.164)$$

en [kJ/kmol].

1.17.7. Exergía Total de un Sistema Cerrado

La exergía de un sistema termodinámico cerrado (masa de control m_c) comprende cuatro términos, a saber, cinética, potencial, física y química. En resumen, la exergía total de un sistema sin flujo es

$$Ex_{mc} = Ex_C + Ex_P + Ex_{ph} + Ex_{ch} \quad (1.165)$$

donde Ex_C , Ex_P , Ex_{ph} y Ex_{ch} son la exergía cinética, potencial, física y química respectivamente. En este capítulo el análisis se limita a la exergía termomecánica (es decir, la cinética, potencial y física), por lo tanto, se excluye el análisis de la exergía química, no se toma en cuenta cualquier tipo de reacciones químicas y de mezclado. En conclusión, la exergía de un sistema cerrado resulta

$$Ex_{mc} = Ex_C + Ex_P + Ex_{ph} \quad (1.166)$$

Por unidad de masa, la exergía del sistema cerrado, se expresa como

$$ex_{mc} = ex_C + ex_P + ex_{ph} \quad (1.167)$$

1.17.8. Cambio de Exergía Total de un Sistema Cerrado

El cambio de exergía de un sistema cerrado durante un proceso es simplemente la diferencia entre las exergías final e inicial del sistema

$$\begin{aligned} \Delta Ex = \frac{1}{2}m(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + mg(z_2 - z_1) + (U_2 - U_1) \\ + P_0(V_2 - V_1) - T_0(S_2 - S_1) \end{aligned} \quad (1.168)$$

o, por unidad de masa

$$\Delta ex = \frac{1}{2}(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + g(z_2 - z_1) + (u_2 - u_1) + P_0(v_2 - v_1) - T_0(s_2 - s_1) \quad (1.169)$$

Por otro lado, la exergía es una propiedad, y como otras propiedades, el cambio en la exergía puede ser

$$\Delta Ex = Ex_2 - Ex_1 = \begin{cases} > 0 \\ = 0 \end{cases} \quad (1.170)$$

Para sistemas cerrados en reposo, los términos de energías cinética y potencial desaparecen, ya que $\dot{x}_2 = \dot{x}_1 = 0$ y $z_2 = z_1$.

$$\Delta ex = (u_2 - u_1) + P_0(v_2 - v_1) - T_0(s_2 - s_1) \quad (1.171)$$

1.17.9. Flujo de Exergía

Dado que el flujo de energía es la suma de la energía sin flujo y la energía de flujo, el flujo de exergía es la suma de las exergías, de la exergía sin flujo y la exergía de flujo

$$\Psi_{\text{fluido fluyendo}} = Ex_{\text{fluido sin flujo}} + Ex_{\text{flujo}}$$

$$\Psi = (U - U_0) + P_0(V - V_0) - T_0(S - S_0) + \frac{1}{2}m\dot{x}^2 + mgz + (P - P_0)V$$

por lo tanto

$$\Psi = (H - H_0) - T_0(S - S_0) + \frac{1}{2}m\dot{x}^2 + mgz \quad (1.172)$$

el flujo de exergía puede ser negativa si la presión es menor que la presión atmosférica. Por unidad de masa y molar es

$$\psi = (h - h_0) - T_0(s - s_0) + \frac{1}{2}\dot{x}^2 + gz \quad (1.173)$$

y

$$\bar{\psi} = (\bar{h} - \bar{h}_0) - T_0(\bar{s} - \bar{s}_0) + \frac{1}{2}M\dot{x}^2 + Mgz \quad (1.174)$$

respectivamente.

1.17.10. Cambio de Exergía de una Corriente de Fluido

El cambio de exergía de una corriente de fluido sometida a un proceso del estado 1 al estado 2 es

$$\Delta\Psi = \Psi_2 - \Psi_1 = (h_2 - h_1) - T_0(s_2 - s_1) + \frac{1}{2}(\dot{x}_2^2 - \dot{x}_1^2) + g(z_2 - z_1) \quad (1.175)$$

1.17.11. Transferencia de Exergía por Calor, Trabajo y Masa

La exergía puede transferirse por calor, trabajo y flujo de masa, y la transferencia de exergía acompañada por transferencia de calor, trabajo y masa, están dadas de la siguiente manera.

1.17.12. Transferencia de Exergía por Transferencia de Calor

Por la Segunda Ley se sabe que solo una parte de la transferencia de calor por encima de la temperatura del entorno puede convertirse en trabajo. El trabajo útil máximo se produce desde ésta transferencia de calor pasando a través de una máquina térmica reversible, por lo tanto, la transferencia de exergía por calor es

$$Ex_Q = \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \delta Q \approx \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) Q \quad (1.176)$$

si T es constante. Para sistemas adiabáticos

$$Ex_Q = 0 \quad (1.177)$$

1.17.13. Transferencia de Exergía por Trabajo

La exergía debida a la transferencia de trabajo Ex_W es, por definición, igual al trabajo $Ex_W = W$. Sin embargo, si el sistema interacciona contra una frontera en movimiento, entonces la exergía debe disminuirse en consecuencia, por lo que en ese caso $Ex_W = W - P_0(V_2 - V_1)$. Por lo tanto

$$Ex_W = \begin{cases} W - W_{alr} & \text{para trabajo de frontera} \\ W & \text{para otras formas de trabajo} \end{cases} \quad (1.178)$$

donde $W_{alr} = P_0(V_2 - V_1)$, P_0 es la presión del entorno, así como V_1 y V_2 son los volúmenes inicial y final del sistema.

1.17.14. Transferencia de Exergía por Transferencia de Masa

El flujo másico es un mecanismo para el transporte de energía, entropía y exergía dentro o fuera de un sistema. Cuando una cantidad de masa m entra o sale de un sistema, la transferencia de exergía por transferencia de masa está dada por

$$Ex_m = m\psi \quad (1.179)$$

Para sistemas cerrados y aislados

$$Ex_m = 0 \quad (1.180)$$

1.17.15. Destrucción de Exergía

Las irreversibilidades como la expansión libre de un gas, deformación inelástica, vibración amortiguada, resistencia eléctrica, flujo viscoso de un fluido, fricción, estrangulación, reacciones químicas espontáneas, mezclado, transferencia de calor por diferencia finita de temperatura, procesos no cuasiestáticos, siempre generan entropía y cualquier cosa que genera entropía siempre destruye la exergía. La exergía destruida es proporcional a la entropía generada y se expresa como

$$Ex_d = T_0 S_{gen} \quad (1.181)$$

Cuando se aplica el balance de exergía, es fundamental observar las restricciones impuestas por la segunda ley sobre la destrucción de exergía, lo cual se expresa como

$$Ex_d = \begin{cases} > 0 & \text{con irreversibilidades} \\ = 0 & \text{sin irreversibilidades} \\ < 0 & \text{proceso imposible} \end{cases} \quad (1.182)$$

La exergía destruida no puede tener un valor negativo. De hecho la exergía destruida no es una propiedad. La exergía destruida representa el potencial de trabajo perdido y también se denomina irreversibilidad o trabajo perdido.

1.17.16. Balance de Exergía

La naturaleza de la exergía es opuesta a la de la entropía, ya que la exergía puede ser destruida, pero no se puede crear. Por lo tanto, el cambio de exergía de un sistema durante un proceso es menor que la transferencia de exergía por una cantidad igual a exergía destruida durante el proceso dentro de las fronteras del sistema. Entonces el principio de disminución de la exergía puede expresarse como

$$\Delta Ex_{sis} = Ex_e - Ex_s - Ex_d \quad (1.183)$$

donde ΔEx_{sis} es el cambio de exergía del sistema, Ex_e es la exergía de entrada al sistema, Ex_s la exergía de salida del sistema y Ex_d la exergía destruida dentro del sistema. O en forma de tasa como

$$\dot{Ex}_{sis} = \dot{Ex}_e - \dot{Ex}_s - \dot{Ex}_d \quad (1.184)$$

Esta relación se conoce como balance de exergía y puede definirse como: el cambio de exergía de un sistema durante un proceso es igual a la diferencia entre la transferencia neta de exergía a través de la frontera del sistema y la exergía destruida dentro de las fronteras del sistema como resultado de las irreversibilidades.

1.17.17. Balance de Exergía de un Sistema Cerrado

Un sistema cerrado no involucra flujo másico, por lo tanto tampoco cualquier transferencia de exergía asociada con el flujo másico. Si se toma la dirección positiva de la transferencia de calor y trabajo hacia el sistema, el balance de exergía para un sistema cerrado puede expresarse explícitamente como

$$\Delta Ex_{sis} = Ex_Q + Ex_W - Ex_d \quad (1.185)$$

o bien

$$Ex_2 - Ex_1 = \sum_k \left(1 - \frac{T_0}{T_k}\right) Q_k + [W - P_0(V_2 - V_1)] - T_0 S_{gen} \quad (1.186)$$

1.17.18. Balance de Exergía de un Sistema Abierto

Las relaciones de balance de exergía para los volúmenes de control difieren de aquellas para los sistemas cerrados en los que se involucra un mecanismo más de transferencia de exergía: el flujo másico a través de las fronteras. Como se mencionó antes, la masa posee exergía así como energía y entropía, y las cantidades de estas tres propiedades extensivas son proporcionales a la cantidad de masa. Tomando nuevamente la dirección positiva de la transferencia de calor y trabajo hacia el sistema, la relación general de balance de exergía (ecuación 1.185) puede expresarse explícitamente para un sistema abierto como

$$(Ex_2 - Ex_1)_{vc} = Ex_Q + Ex_W + Ex_{m,e} - Ex_{m,s} - Ex_d \quad (1.187)$$

o en forma de tasa

$$\frac{dEx_{vc}}{dt} = \sum_k \left(1 - \frac{T_0}{T_k}\right) \dot{Q}_k + \left(\dot{W} - P_0 \frac{dV_{vc}}{dt}\right) + \sum_e \dot{m}\psi - \sum_s \dot{m}\psi - T_0 \dot{S}_{gen} \quad (1.188)$$

La relación anterior de balance de exergía puede enunciarse como: la tasa de cambio de la exergía dentro del volumen de control durante un proceso es igual a la tasa neta de transferencia de exergía a través de la frontera del volumen de control por calor, trabajo y flujo másico menos la tasa de destrucción de exergía dentro de la

frontera del volumen de control. Cuando los estados inicial y final del sistema abierto están especificados, el cambio de exergía del sistema abierto es

$$(Ex_2 - Ex_1)_{vc} = m_2 ex_{mc,2} - m_1 ex_{mc,1} \quad (1.189)$$

1.17.19. Balance de Exergía de Sistemas en Flujo Estacionario

La mayoría de los sistemas abiertos encontrados en la práctica, como turbinas, compresores, toberas, difusores, intercambiadores de calor, tuberías, ductos, mezcladores y reactores operan en forma estacionaria, por lo tanto, no experimentan cambio con respecto al tiempo en sus contenidos de masa, energía, entropía y exergía, así como en sus volúmenes. Por consiguiente,

$$\frac{dV_{vc}}{dt} = 0 \quad \text{y} \quad \frac{dEx_{vc}}{dt} = 0$$

para tales sistemas, la cantidad de exergía que entra en un sistema de flujo estacionario en todas las formas (calor, trabajo, transferencia de masa) debe ser igual a la cantidad de exergía que sale más la exergía destruida. Entonces la forma de tasa del balance general de exergía (ecuación 1.188) para un proceso de flujo estacionario se reduce a

$$\sum_k \left(1 - \frac{T_0}{T_k}\right) \dot{Q}_k + \dot{W} + \sum_e \dot{m} \psi - \sum_s \dot{m} \psi - T_0 \dot{S}_{gen} = 0 \quad (1.190)$$

donde el cambio en la exergía de flujo está dado por

$$\psi_1 - \psi_2 = (h_1 - h_2) - T_0 (s_1 - s_2) + \frac{1}{2} (\dot{x}_1 - \dot{x}_2) + g(z_1 - z_2) \quad (1.191)$$

Para el caso de un dispositivo adiabático de una sola corriente sin interacciones de trabajo, la relación del balance de exergía se simplifica aún más a

$$\dot{Ex}_d = T_0 \dot{S}_{gen} = \dot{m} (\psi_1 - \psi_2)$$

lo cual indica que la exergía específica del fluido debe disminuir mientras fluye a través de un dispositivo adiabático sin trabajo o permanecer igual

$$\psi_1 = \psi_2$$

en el caso límite de un proceso reversible a pesar de los posibles cambios en otras propiedades del fluido.

1.17.20. Trabajo Reversible

Las relaciones de balance de exergía presentadas anteriormente pueden usarse para determinar el trabajo reversible \dot{W}_{rev} si se iguala a cero la exergía destruida. En ese caso el trabajo \dot{W} se vuelve trabajo reversible \dot{W}_{rev} . Es decir

$$\dot{W} = \dot{W}_{rev} \quad \text{cuando} \quad Ex_d = 0 \quad (1.192)$$

Por ejemplo, la potencia reversible para un dispositivo de flujo estacionario de una sola corriente se determina a partir de la ecuación (1.190)

$$\dot{W}_{rev} = \dot{m}(\psi_2 - \psi_1) - \sum_k \left(1 - \frac{T_0}{T_k}\right) \dot{Q}_k \quad (1.193)$$

la cual se reduce para un dispositivo adiabático a

$$\dot{W}_{m\acute{a}x} = \dot{W}_{rev} = \dot{m}(\psi_2 - \psi_1) \quad (1.194)$$

Observe que la exergía destruida es cero solamente para un proceso reversible, por lo que el trabajo reversible representa la salida de trabajo máximo para los dispositivos productores de trabajo, como las turbinas, y la entrada mínima de trabajo para dispositivos consumidores de trabajo, como los compresores.

1.17.21. Eficiencia Exergética

El análisis de exergía es una herramienta útil para abordar el impacto ambiental y para promover el objetivo de un uso más eficiente de los recursos energéticos, ya que permite determinar las ubicaciones, los tipos y las magnitudes reales de las pérdidas. Además, el análisis de exergía revela si y en qué medida es posible diseñar sistemas energéticos más eficientes al reducir las ineficiencias.

La eficiencia es una medida de la efectividad y/o el rendimiento de un sistema. Aunque puede tomar diferentes formas, dependiendo de la aplicación y el propósito, generalmente se puede definir como

$$\eta = \frac{\text{salida deseada}}{\text{entrada requerida}} \quad (1.195)$$

La definición de eficiencia energética se basa en la primera ley de la termodinámica. Se denota por η . Puede tomar diferentes formas y diferentes nombres dependiendo del tipo de sistema y puede escribirse como

$$\eta = \frac{\text{Energía de salida}}{\text{Energía de entrada}} = \frac{E_{\text{salida}}}{E_{\text{entrada}}} = 1 - \frac{E_{\text{perdida}}}{E_{\text{entrada}}} \quad (1.196)$$

donde

$$E_{\text{perdida}} = E_{\text{entrada}} - E_{\text{salida}}$$

o en forma de tasa

$$\eta = \frac{\dot{E}_{\text{salida}}}{\dot{E}_{\text{entrada}}} = 1 - \frac{\dot{E}_{\text{perdida}}}{\dot{E}_{\text{entrada}}} \quad (1.197)$$

Una forma alternativa de expresar la eficiencia energética es

$$\eta = \frac{\text{Energía recuperada}}{\text{Energía consumida}} = \frac{E_{\text{recuperada}}}{E_{\text{consumida}}} = 1 - \frac{E_{\text{perdida}}}{E_{\text{consumida}}} \quad (1.198)$$

donde

$$E_{\text{perdida}} = E_{\text{consumida}} - E_{\text{recuperada}}$$

o en forma de tasa

$$\eta = \frac{\dot{E}_{\text{recuperada}}}{\dot{E}_{\text{consumida}}} = 1 - \frac{\dot{E}_{\text{perdida}}}{\dot{E}_{\text{consumida}}} \quad (1.199)$$

Ambas ecuaciones (1.196) y (1.198) se pueden usar para encontrar la eficiencia energética de un sistema, pero una puede ser más apropiada que la otra dependiendo del sistema y la aplicación. Pueden llegar a ser equivalentes en algunos casos y diferentes en otros.

La definición de eficiencia de la energía se basa en la segunda ley de la termodinámica. También se le llama eficiencia de segunda ley o eficiencia exergética. Algunas fuentes también lo llaman efectividad. Aquí se usará la eficiencia de la exergía o eficiencia exergética de la segunda ley de manera intercambiable. La efectividad se utiliza con un significado diferente para el rendimiento de algunos dispositivos.

La eficiencia exergética puede tomar diferentes formas dependiendo del tipo de sistema. Se denota por η_{II} , η_{II} o ϵ . Aquí se usará ϵ para el símbolo de eficiencia exergética porque es más fácil de distinguir del símbolo de eficiencia energética.

La eficiencia exergética se expresa generalmente como

$$\varepsilon = \frac{\text{Exergía de salida}}{\text{Exergía de entrada}} = \frac{Ex_{\text{salida}}}{Ex_{\text{entrada}}} = 1 - \frac{Ex_{\text{destruida}}}{Ex_{\text{entrada}}} \quad (1.200)$$

donde

$$Ex_{\text{destruida}} = Ex_{\text{entrada}} - Ex_{\text{salida}}$$

o en forma de tasa

$$\varepsilon = \frac{\dot{Ex}_{\text{salida}}}{\dot{Ex}_{\text{entrada}}} = 1 - \frac{\dot{Ex}_{\text{destruida}}}{\dot{Ex}_{\text{entrada}}} \quad (1.201)$$

Conceptualmente, la eficiencia exergética es una medida de la reversibilidad. Por lo tanto, la operación reversible es el mejor modo posible de operación de un dispositivo y, por lo tanto, es natural que la eficiencia exergética sea 1 o 100% para operaciones que no impliquen irreversibilidades o imperfecciones. Esto establece el límite superior para la eficiencia exergética. Lo que esencialmente falta es una definición fundamental para el límite inferior de eficiencia exergética, que debería ser 0 o 0%.

Se debe establecer que la eficiencia exergética de un dispositivo o proceso que destruye toda la exergía es cero. La forma de lograr esto es cambiar la definición general de eficiencia exergética de

$$\varepsilon = \frac{\text{Exergía de salida}}{\text{Exergía de entrada}}$$

a

$$\varepsilon = \frac{\text{Exergía recuperada}}{\text{Exergía consumida}} \quad (1.202)$$

es decir:

$$\varepsilon = \frac{Ex_{\text{recuperada}}}{Ex_{\text{consumida}}} = 1 - \frac{Ex_{\text{destruida}}}{Ex_{\text{consumida}}} \quad (1.203)$$

donde

$$Ex_{\text{destruida}} = Ex_{\text{consumida}} - Ex_{\text{recuperada}}$$

o en forma de tasa

$$\varepsilon = \frac{\dot{Ex}_{\text{recuperada}}}{\dot{Ex}_{\text{consumida}}} = 1 - \frac{\dot{Ex}_{\text{destruida}}}{\dot{Ex}_{\text{consumida}}} \quad (1.204)$$

o alternativamente

$$\varepsilon = \frac{Ex_{\text{entregada}}}{Ex_{\text{consumida}}} = 1 - \frac{Ex_{\text{destruida}}}{Ex_{\text{consumida}}} \quad (1.205)$$

donde

$$Ex_{\text{destruida}} = Ex_{\text{entregada}} - Ex_{\text{consumida}}$$

o en forma de tasa

$$\varepsilon = \frac{\dot{Ex}_{\text{entregada}}}{\dot{Ex}_{\text{consumida}}} = 1 - \frac{\dot{Ex}_{\text{destruida}}}{\dot{Ex}_{\text{consumida}}} \quad (1.206)$$

Es decir, la eficiencia exergética de un dispositivo es la proporción de exergía recuperada (o entregada) a la exergía gastada (o consumida) por el dispositivo. De esta manera, la eficiencia exergética de un dispositivo representa su capacidad para convertir una forma de exergía en otra forma (como de térmica a mecánica o viceversa). Y, se refiere al recurso y pone énfasis en la mejor utilización del recurso.

1.18. Análisis de Masa, Energía, Entropía y Exergía en Estado Estacionario

A continuación, en la **Tabla 1.2** se muestra un resumen del análisis de los balances de masa, energía, entropía y exergía, así como la eficiencia energética y exergética de algunos equipos de procesos industriales comunes que operan con circulación de fluidos, en régimen estacionario: toberas, difusores, turbinas, compresores, bombas, dispositivos de estrangulación, intercambiadores de calor, mezcladores, separadores y reactores de combustión. Partiendo de las ecuaciones generales siguientes

Balance de masa:

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s$$

Balance de energía:

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W}_m + \sum_e \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) \dot{m}_e - \sum_s \left(h + \frac{\dot{x}^2}{2} + gz \right) \dot{m}_s$$

Balance de entropía:

$$\frac{dS_{vc}}{dt} = \int_1^2 \frac{\delta \dot{Q}}{T} + \sum_e s_e \dot{m}_e - \sum_s s_s \dot{m}_s + \dot{S}_{gen}$$

Balance de exergía:

$$\frac{dEx_{vc}}{dt} = \sum_k \left(1 - \frac{T_0}{T_k}\right) \dot{Q}_k + \left(\dot{W} - P_0 \frac{dV_{vc}}{dt}\right) + \sum_e \dot{m}\psi - \sum_s \dot{m}\psi - T_0 \dot{S}_{gen}$$

y en estado estacionario $\frac{dm_{vc}}{dt} = 0$, $\frac{dE_{vc}}{dt} = 0$, $\frac{dS_{vc}}{dt} = 0$, $\frac{dEx_{vc}}{dt} = 0$ y $\frac{dV_{vc}}{dt} = 0$.

En la **Tabla 1.2** se muestra un resumen con los balances de masa y energía para diferentes equipos de uso común en la industria.

Tabla 1.2. Balances y eficiencias de procesos continuos.

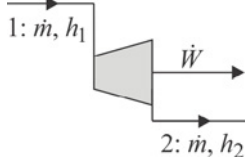
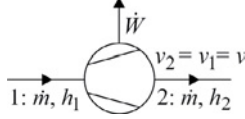
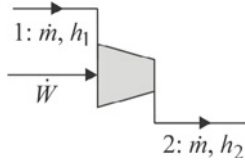
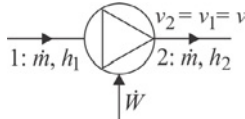
Tipo de proceso		Equipo y esquema	Ecuaciones de balance y evidencias
Procesos con trabajo mecánico ($W_m \neq 0$)	Producción de potencia ($\dot{W}_m < 0$) condiciones $\dot{Q} \approx 0$ $\Delta \dot{E}_p \approx 0$ $\Delta \dot{E}_C \approx 0$ $\Delta H < 0$	Turbinas de gas o de vapor 	$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$ $\dot{W}_m + (h_1 - h_2)\dot{m} = 0$ $(s_1 - s_2)\dot{m} + \dot{S}_{gen} = 0$ $\dot{W}_m + (\psi_1 - \psi_2)\dot{m} - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ $\eta_s = \frac{\dot{W}_m}{\dot{W}_s} = \frac{\dot{m}(h_1 - h_2)}{\dot{m}(h_1 - h_{2s})}$ $\varepsilon = \frac{\dot{W}_m}{\dot{E}x_{cons}} = \frac{\dot{m}(h_1 - h_2)}{\dot{m}[(h_1 - h_2) - T_0(s_1 - s_2)]}$
		Turbina hidráulica 	$\eta_s = \frac{\dot{W}_m}{\dot{W}_s} = \frac{\dot{m}(h_1 - h_2)}{\dot{m}v(P_1 - P_2)}$ $\varepsilon = \frac{\dot{W}_m}{\dot{E}x_{cons}} = \frac{\dot{m}(h_1 - h_2)}{\dot{m}[(h_1 - h_2) - T_0(s_1 - s_2)]}$
Procesos con trabajo mecánico ($W_m \neq 0$)	Consumo de potencia ($\dot{W}_m > 0$) condiciones $\dot{Q} \approx 0$ $\Delta \dot{E}_p \approx 0$ $\Delta \dot{E}_C \approx 0$ $\Delta H > 0$	Compresores (gases) 	$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$ $\dot{W}_m + (h_1 - h_2)\dot{m} = 0$ $(s_1 - s_2)\dot{m} + \dot{S}_{gen} = 0$ $\dot{W}_m + (\psi_1 - \psi_2)\dot{m} - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ $\eta_s = \frac{\dot{W}_s}{\dot{W}_m} = \frac{\dot{m}(h_{2s} - h_1)}{\dot{m}(h_2 - h_1)}$ $\varepsilon = \frac{\dot{W}_s}{\dot{E}x_{cons}} = \frac{\dot{m}(h_{2s} - h_1)}{\dot{m}[(h_1 - h_2) - T_0(s_1 - s_2)]}$
		Bombas (líquidos) 	$\eta_s = \frac{\dot{W}_s}{\dot{W}_m} = \frac{\dot{m}v(P_2 - P_1)}{\dot{m}(h_2 - h_1)}$ $\varepsilon = \frac{\dot{W}_s}{\dot{E}x_{cons}} = \frac{\dot{m}[(h_2 - h_1) - T_0(s_2 - s_1)]}{\dot{m}(h_2 - h_1)}$

Tabla 1.2. Balances y eficiencias de procesos continuos (*continuación*).

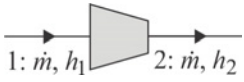
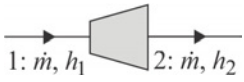

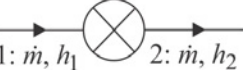
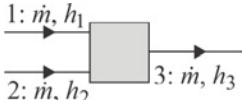
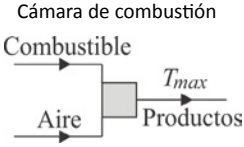

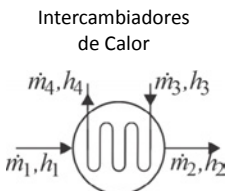
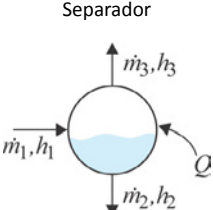
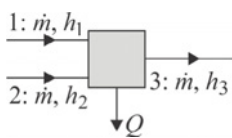
<p>Procesos sin trabajo ($W_m = 0$)</p>	<p>Adiabáticos ($\dot{Q} = 0$) Condiciones $\Delta \dot{E}_p = 0$</p>	<p>Toberas</p>  <p>Difusores</p> 	<p>$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$</p> $\left[(h_1 - h_2) + \frac{1}{2} (\dot{x}_1^2 - \dot{x}_2^2) \right] \dot{m} = 0$ $(s_1 - s_2) \dot{m} + \dot{S}_{gen} = 0$ $(\psi_1 - \psi_2) \dot{m} - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ $\eta_s = \frac{\Delta E_C}{\Delta E_{C,s}} = \frac{\dot{m}(h_1 - h_2)}{\dot{m}(h_1 - h_{2s})}$ $\varepsilon = 0$
<p>Procesos sin trabajo ($W_m = 0$)</p>	<p>$\Delta \dot{E}_C \approx 0$</p>	<p>Válvulas</p>  <p>Estranguladores</p> 	<p>$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$</p> $(h_1 - h_2) \dot{m} = 0$ $(s_1 - s_2) \dot{m} + \dot{S}_{gen} = 0$ $(\psi_1 - \psi_2) \dot{m} - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ <p>$\eta \rightarrow$ indefinida</p> $\varepsilon = 0$
	<p>$\Delta \dot{E}_p \approx 0$ $\Delta \dot{E}_C \approx 0$</p>	<p>Cámara de mezclado</p>  <p>Cámara de combustión</p> 	<p>$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3$</p> $h_1 \dot{m}_1 + h_2 \dot{m}_2 - h_3 \dot{m}_3 = 0$ $s_1 \dot{m}_1 + s_2 \dot{m}_2 - s_3 \dot{m}_3 + \dot{S}_{gen} = 0$ $\psi_1 \dot{m}_1 + \psi_2 \dot{m}_2 - \psi_3 \dot{m}_3 - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ $\eta = \frac{\dot{m}_3 h_3}{\dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2}$ $\varepsilon = \frac{\dot{m}_3 \psi_3}{\dot{m}_1 \psi_1 + \dot{m}_2 \psi_2}$
	<p>$\Delta \dot{E}_p \neq 0$ $\Delta \dot{E}_C \neq 0$</p>	<p>Flujo en Tuberías (líquidos)</p> 	<p>$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$</p> $c\Delta T + v\Delta P + \Delta e_C + \Delta e_p = 0$ $(s_1 - s_2) \dot{m} + \dot{S}_{gen} = 0$ $(\psi_1 - \psi_2) \dot{m} - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ <p>$\eta \rightarrow$ indefinida</p> $\varepsilon = 0$

Tabla 1.2. Balances y eficiencias de procesos continuos (continuación).

Procesos sin trabajo $(W_m = 0)$	No adiabáticos $(\dot{Q} \neq 0)$ condiciones $\Delta \dot{E}_P \approx 0$ $\Delta \dot{E}_C \approx 0$	 <p>Intercambiadores de Calor</p>	$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}_f, \quad \dot{m}_3 = \dot{m}_4 = \dot{m}_c$ $\dot{m}_f (h_1 - h_2) + \dot{m}_c (h_3 - h_4) = 0$ $\dot{m}_f (s_1 - s_2) + \dot{m}_c (s_3 - s_4) + \dot{S}_{gen} = 0$ $\dot{m}_f (\psi_1 - \psi_2) + \dot{m}_c (\psi_3 - \psi_4) - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ $\eta = \frac{\dot{m}_f (h_2 - h_1)}{\dot{m}_c (h_3 - h_4)} \approx \frac{\dot{m}_f c_{P,f} (T_2 - T_1)}{\dot{m}_c c_{P,c} (T_3 - T_4)}$ $\varepsilon = \frac{\dot{m}_f (\psi_2 - \psi_1)}{\dot{m}_c (\psi_3 - \psi_4)}$
		 <p>Separador</p>	$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 + \dot{m}_3$ $\dot{Q} + \dot{m}_1 h_1 - \dot{m}_2 h_2 - \dot{m}_3 h_3 = 0$ $\frac{\dot{Q}}{T} + \dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 - \dot{m}_3 s_3 + \dot{S}_{gen} = 0$ $\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \dot{Q} + \dot{m}_1 \psi_1 - \dot{m}_2 \psi_2 - \dot{m}_3 \psi_3 - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ $\eta = \frac{\dot{m}_2 h_2 + \dot{m}_3 h_3}{\dot{Q} + \dot{m}_1 h_1}$ $\varepsilon = \frac{\dot{m}_2 \psi_2 + \dot{m}_3 \psi_3}{\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \dot{Q} + \dot{m}_1 \psi_1}$
		 <p>Horno</p>	$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3$ $-\dot{Q} + \dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 - \dot{m}_3 h_3 = 0$ $-\frac{\dot{Q}}{T} + \dot{m}_1 s_1 + \dot{m}_2 s_2 - \dot{m}_3 s_3 + \dot{S}_{gen} = 0$ $-\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \dot{Q} + \dot{m}_1 \psi_1 + \dot{m}_2 \psi_2 - \dot{m}_3 \psi_3 - T_0 \dot{S}_{gen} = 0$ $\eta = \frac{\dot{Q} + \dot{m}_3 h_3}{\dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2}$ $\varepsilon = \frac{\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \dot{Q} + \dot{m}_3 \psi_3}{\dot{m}_1 \psi_1 + \dot{m}_2 \psi_2}$

CAPÍTULO II: CICLOS DE POTENCIA DE GASES

Una de las aplicaciones de gran interés de la Termodinámica es el estudio de los dispositivos cíclicos generadores de potencia. En este capítulo se estudia únicamente los dispositivos que utilizan un gas como fluido de trabajo. Los motores modernos de automóviles y turbinas de gas son ejemplos de aplicaciones altamente útiles del análisis termodinámico.

Un ciclo se define como una serie repetida de operaciones que ocurren en un cierto orden. Puede darse repitiendo los procesos en el mismo orden. El ciclo puede ser el de un motor imaginario perfecto o un motor real. El primero se llama ciclo ideal y el último ciclo real. En el ciclo ideal, se evitan todas las pérdidas de calor accidentales y se supone que la sustancia de trabajo se comporta como una sustancia de trabajo perfecta que en este caso es un gas ideal. El análisis simplificado presentado para diferentes ciclos de gases de interés práctico también puede servir como punto de partida para un estudio más profundo.

Las idealizaciones y simplificaciones empleadas comúnmente en el análisis de los ciclos de gases, pueden resumirse del siguiente modo:

1. El ciclo no implica efectos de fricción, por lo tanto, el fluido de trabajo no experimenta ninguna caída de presión cuando fluye en tuberías o dispositivos como los intercambiadores de calor.
2. Todos los procesos de expansión y compresión ocurren en forma reversible, es decir, son procesos cuasiestáticos.
3. Las tuberías que conectan a los diferentes componentes de un sistema están muy bien aisladas y la transferencia de calor a través de ellas es insignificante.

2.1. El Ciclo de Aire Estándar

Para comparar los efectos de los diferentes ciclos, es de suma importancia que el efecto del valor calorífico del combustible se elimine por completo y esto se puede lograr considerando el aire como la sustancia de trabajo en el cilindro del motor (que se supone que se comporta como un gas perfecto). La eficiencia del motor que utiliza aire como medio de trabajo se conoce como *eficiencia de aire estándar*. Esta eficiencia a menudo se llama eficiencia ideal. La eficiencia real de un ciclo siempre es menor que la eficiencia de aire estándar de ese ciclo en condiciones ideales.

El análisis de todos los ciclos de aire estándar se basa en los siguientes supuestos:

1. El gas en el cilindro del motor es un gas perfecto, es decir, obedece las leyes de los gases ideales y tiene capacidades térmicas específicas constantes.
2. Las constantes físicas del gas en el cilindro son las mismas que las del aire a temperaturas moderadas, es decir, la masa molar del gas del cilindro es de 29 kg/kmol.
3. $C_P = 1.005$ kJ/kg K, $C_V = 0.718$ kJ/kg K a $T = 300$ K y se mantienen constantes.
4. Los procesos de compresión y expansión son adiabáticos y reversibles, es decir, estos procesos son isentrópicos.
5. No se produce reacción química en el cilindro. El calor se suministra o se rechaza al poner un cuerpo caliente o un cuerpo frío en contacto con el cilindro en puntos apropiados durante el proceso.
6. El ciclo se considera cerrado con el mismo "aire" que permanece siempre en el cilindro para repetir el ciclo.

Después de incorporar las suposiciones anteriores en el análisis del ciclo de aire estándar, los resultados obtenidos de dicho análisis discrepan bastante de los rendimientos reales debido a la simplificación excesiva, pero para empezar, dicho análisis es necesario. Gradualmente, las suposiciones hechas pueden ser eliminadas y el análisis se vuelve más realista.

2.2. Ciclo de Carnot

Fue publicado por Sadi Carnot en 1824 en su único libro *Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego y sobre las máquinas propias a desarrollar esta potencia*. Este ciclo tiene la mayor eficiencia posible y consta de cuatro procesos reversibles, a saber:

- 1) 1-2 compresión isotérmica, $T_B = \text{cte}$
- 2) 2-3 compresión adiabática, $PV^k = \text{cte}$
- 3) 3-4 expansión isotérmica, $T_A = \text{cte}$
- 4) 4-1 expansión adiabática, $PV^k = \text{cte}$

Se presentan las cuatro etapas del ciclo de Carnot mostradas en la **Figura 2.1** en los diagramas PV y TS. Mientras que en la **Tabla 2.1** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de Carnot.

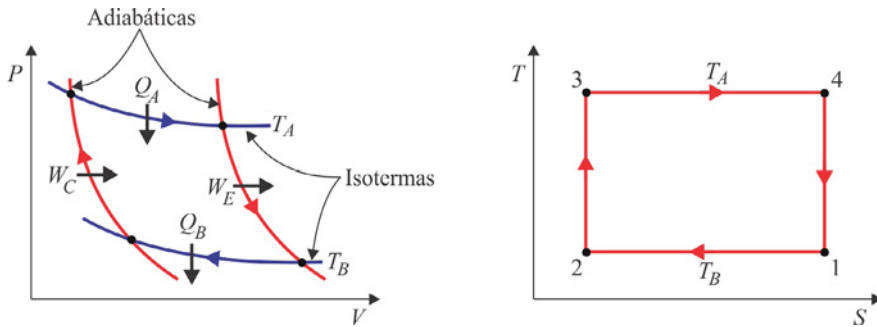


Figura 2.1. El ciclo de Carnot en los diagramas PV y TS.

Del diagrama TS de un ciclo de Carnot, en la **Figura 2.1**. Los cuatro procesos que componen este ciclo son reversibles y por lo tanto el área bajo cada curva del proceso representa la transferencia de calor para ese proceso. El calor se transfiere al sistema durante el proceso 3–4 y se rechaza durante el proceso 1–2. Por consiguiente, las cantidades de entrada y salida de calor para el ciclo pueden expresarse como

$$Q_{ent} = T_A(S_4 - S_3) \quad \text{y} \quad Q_{sal} = T_B(S_2 - S_1) = T_B(S_3 - S_4)$$

dado que los procesos 2–3 y 4–1 son isentrópicos y, por lo tanto, $S_2 = S_3$ y $S_4 = S_1$. Sustituyendo éstos en la ecuación (1.111), la eficiencia térmica de un ciclo de Carnot es

$$\eta_{t,Carnot} = \frac{W_{neto}}{Q_{ent}} = \frac{Q_{ent} - Q_{sal}}{Q_{ent}} = 1 - \frac{Q_{sal}}{Q_{ent}} = 1 - \frac{T_B(S_4 - S_3)}{T_A(S_4 - S_3)}$$

por lo tanto

$$\eta_{t,Carnot} = \frac{W_{neto}}{Q_{ent}} = 1 - \frac{T_B}{T_A} = 1 - \frac{1}{\tau} \quad (2.1)$$

donde $\tau = T_A / T_B$. La **Figura 2.2** muestra la eficiencia térmica del ciclo de Carnot en función de la relación de temperaturas del ciclo.

Observe que la eficiencia térmica de un ciclo de Carnot es independiente del tipo de fluido de trabajo utilizado (un gas ideal, vapor, refrigerante, etc.) o de si el ciclo es realizado en un sistema cerrado o en un sistema de flujo estacionario.

Tabla 2.1. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Carnot.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isotérmica $T_1 = T_2$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{12} = -mRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= -mRT_1 \ln \frac{P_1}{P_2}$ $Q_{12} = -W_{12}$ $= T_1(S_2 - S_1)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= mR \ln \frac{P_1}{P_2}$ $= (S_2 - S_1)$
2-3 Compresión Adiabática $S_2 = S_3$	$\Delta U = mc_v(T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p(T_3 - T_2)$	$W_{23} = \Delta U$ $= \frac{P_3V_3 - P_2V_2}{k-1}$ $= \frac{mR(T_3 - T_2)}{k-1}$ $Q_{23} = 0$	$\Delta S = 0$
3-4 Expansión Isotérmica $T_3 = T_4$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{34} = -mRT_3 \ln \frac{V_4}{V_3}$ $= -mRT_3 \ln \frac{P_3}{P_4}$ $Q_{34} = -W_{34}$ $= T_3(S_4 - S_3)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_4}{V_3}$ $= mR \ln \frac{P_3}{P_4}$ $= (S_4 - S_3)$
4-1 Expansión Adiabática $S_4 = S_1$	$\Delta U = mc_v(T_1 - T_4)$ $\Delta H = mc_p(T_1 - T_4)$	$W_{41} = \Delta U$ $= \frac{P_1V_1 - P_4V_4}{k-1}$ $= \frac{mR(T_1 - T_4)}{k-1}$ $Q_{41} = 0$	$\Delta S = 0$

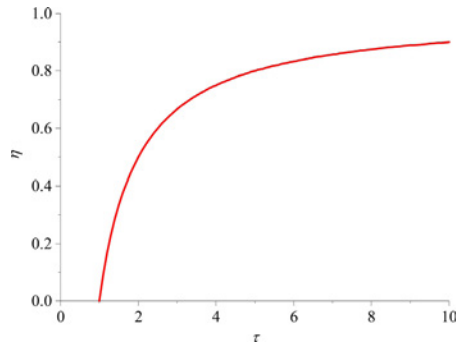


Figura 2.2. Eficiencia térmica de Carnot en función de la relación de temperaturas entre los dos depósitos de calor.

2.3. Ciclo de Otto

Un motor de combustión interna de cuatro tiempos fue construido por un ingeniero alemán, Nicholas Otto, en 1876. El ciclo modelado después de su diseño se llama *ciclo de Otto*. Es el motor térmico de combustión interna más utilizado en automóviles.

El análisis termodinámico de un ciclo de Otto real es complicado. Para simplificar el análisis, se considera un ciclo ideal de Otto compuesto completamente de procesos reversibles internamente. En el análisis del ciclo de Otto, se utiliza un conjunto de pistón–cilindro cerrado como sistema cerrado. El ciclo se compone de los siguientes cuatro procesos:

- 1) 1–2 compresión isentrópica, $PV^k = \text{cte}$.
- 2) 2–3 adición de calor a volumen constante, $V = \text{cte}$.
- 3) 3–4 expansión isentrópica, $PV^k = \text{cte}$.
- 4) 4–1 eliminación de calor a volumen constante, $V = \text{cte}$.

Los diagramas de proceso PV y TS para el ciclo ideal de Otto se ilustran en **Figura 2.3**.

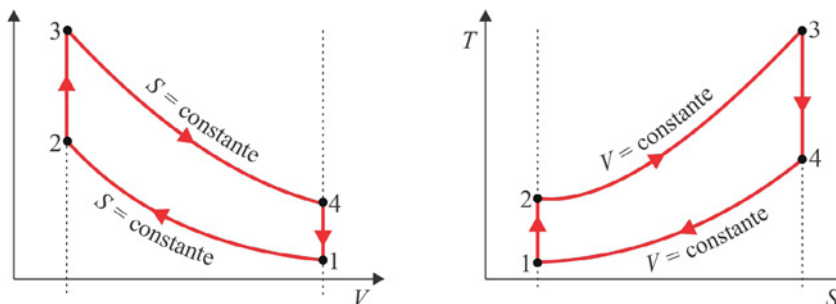


Figura 2.3. Ciclo Otto en los diagramas TS y PV.

Tabla 2.2. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Otto

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $S_1 = S_2$	$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$	$W_{12} = \Delta U$ $= \frac{P_2V_2 - P_1V_1}{k-1}$ $= \frac{mR(T_2 - T_1)}{k-1}$ $Q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$
2-3 Calentamiento Isométrico $V_2 = V_3$	$\Delta U = mc_v(T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p(T_3 - T_2)$	$W_{23} = 0$ $Q_{23} = \Delta U$ $= mc_v(T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_3}{T_2} - mR \ln \frac{P_3}{P_2}$ $= mc_v \ln \frac{T_3}{T_2}$
3-4 Expansión Isentrópica $S_3 = S_4$	$\Delta U = mc_v(T_4 - T_3)$ $\Delta H = mc_p(T_4 - T_3)$	$W_{34} = \Delta U$ $= \frac{P_4V_4 - P_3V_3}{k-1}$ $= \frac{mR(T_4 - T_3)}{k-1}$ $Q_{34} = 0$	$\Delta S = 0$
4-1 Enfriamiento Isométrico $V_4 = V_1$	$\Delta U = mc_v(T_1 - T_4)$ $\Delta H = mc_p(T_1 - T_4)$	$W_{41} = 0$ $Q_{41} = \Delta U$ $= mc_v(T_1 - T_4)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_1}{T_4} - mR \ln \frac{P_1}{P_4}$ $= mc_v \ln \frac{T_1}{T_4}$

La aplicación de la primera ley y la segunda ley de la termodinámica del sistema cerrado a cada uno de los cuatro procesos del ciclo de Otto se resume en la **Tabla 2.2.**

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo de Otto ideal supuesto para el aire estándar frío es

$$\eta_{t,\text{Otto}} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_{\text{ent}}} = \frac{mc_v(T_3 - T_2) - mc_v(T_4 - T_1)}{mc_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)}$$

Sea la razón de compresión

$$r_c \equiv r = \frac{V_1}{V_2}$$

y la razón de expansión

$$r_e \equiv r = \frac{V_4}{V_3}$$

estas dos razones son las mismas en este ciclo. Como

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1}$$

entonces

$$T_2 = T_1 r^{k-1}$$

análogamente

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3} \right)^{k-1}$$

o

$$T_3 = T_4 r^{k-1}$$

sustituyendo los valores de T_2 y T_3 en la eficiencia, se tiene

$$\eta_{t,\text{Otto}} = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_4 - T_1)r^{k-1}}$$

por lo tanto

$$\eta_{t,\text{Otto}} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} \quad (2.2)$$

De la expresión anterior se desprende claramente que la eficiencia aumenta con el aumento del valor de r , lo que significa que se tiene la máxima eficiencia al aumentar r en gran medida, pero debido a dificultades prácticas, su valor se limita a aproximadamente en el rango de 8 a 10. La **Figura 2.4** muestra la eficiencia térmica del ciclo de Otto en función de la relación de compresión del ciclo.

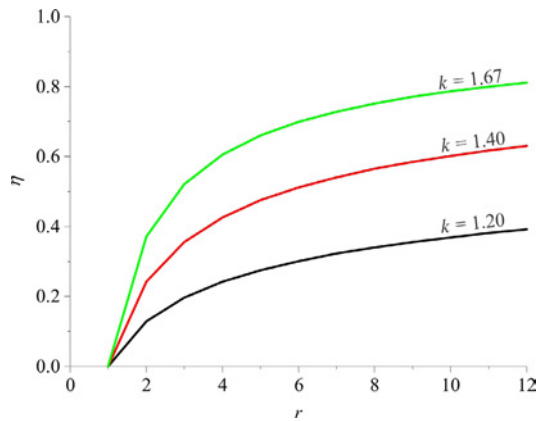


Figura 2.4. Eficiencia térmica del ciclo de Otto en función de r y k .

2.4. Ciclo Diésel

El ciclo Diésel fue propuesto por Rudolf Diesel en 1897. El ciclo Diésel, como se muestra en la **Figura 2.5**, es algo similar al ciclo de Otto, se diferencia de éste en que el calor se suministra a presión constante en lugar de a volumen constante. El ciclo Diésel consta de los siguientes cuatro procesos:

- 1) 1–2 compresión isentrópica
- 2) 2–3 adición de calor a presión constante
- 3) 3–4 expansión isentrópica
- 4) 4–1 eliminación de calor a volumen constante

Dado que la duración del proceso de adición de calor se extiende, este proceso se modela mediante un proceso a presión constante. El diagrama PV y TS para el ciclo Diésel se ilustra en la **Figura 2.5**.

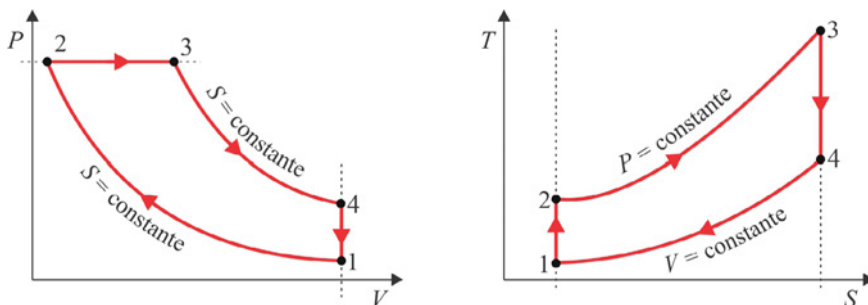


Figura 2.5. Ciclo de Diesel en los diagramas TS y PV.

La aplicación de la primera ley y la segunda ley de la termodinámica del sistema cerrado a cada uno de los cuatro procesos del ciclo Diésel se resume en la **Tabla 2.3**.

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo Diésel ideal supuesto para el aire estándar frío es

$$\eta_{t,\text{Diesel}} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_{\text{ent}}} = \frac{mc_P(T_3 - T_2) - mc_V(T_4 - T_1)}{mc_P(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{k(T_3 - T_2)}$$

Sea la razón de compresión

$$r = \frac{V_1}{V_2}$$

y la razón de combustión o de corte

$$r_c = \frac{V_3}{V_2}$$

durante la compresión adiabática 1-2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1}$$

entonces

$$T_2 = T_1 r^{k-1}$$

durante el calentamiento isobárico 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{V_3}{V_2} = r_c$$

entonces

$$T_3 = r_c T_2 = T_1 r_c r^{k-1}$$

durante la expansión adiabática 3-4

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{k-1} = \left(\frac{V_1}{V_3}\right)^{k-1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \frac{V_2}{V_3}\right)^{k-1} = \left(\frac{r}{r_c}\right)^{k-1}$$

entonces

$$T_4 = \frac{T_3}{\left(\frac{r}{r_c}\right)^{k-1}} = \frac{r_c r^{k-1} T_1}{\left(\frac{r}{r_c}\right)^{k-1}} = T_1 r_c^k$$

sustituyendo T_2 , T_3 y T_4 en la ecuación de eficiencia, se tiene

$$\eta_{t,\text{Diesel}} = 1 - \frac{T_1 r_c^k - T_1}{k(T_1 r_c r^{k-1} - T_1 r^{k-1})}$$

por lo tanto

$$\eta_{t,\text{Diesel}} = 1 - \frac{(r_c^k - 1)}{kr^{k-1}(r_c - 1)} \quad (2.3)$$

Se puede observar que la eficiencia del ciclo Diésel es diferente de la del ciclo de Otto sólo en el factor entre paréntesis. Este factor siempre es mayor que la unidad, porque $r_c > 1$. Por lo tanto, para una relación de compresión dada, el ciclo de Otto es más eficiente.

Tabla 2.3. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Diesel.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $S_1 = S_2$	$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$	$W_{12} = \Delta U$ $= \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{k-1}$ $= \frac{mR(T_2 - T_1)}{k-1}$ $Q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$
2-3 Calentamiento Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta U = mc_v(T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p(T_3 - T_2)$	$W_{23} = -P_{2,3}(V_3 - V_2)$ $Q_{23} = \Delta U - W_{23} = \Delta H$ $= mc_p(T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_3}{T_2}$ $= mc_v \ln \frac{T_3}{T_2} + mR \ln \frac{V_3}{V_2}$
3-4 Expansión Isentrópica $S_3 = S_4$	$\Delta U = mc_v(T_4 - T_3)$ $\Delta H = mc_p(T_4 - T_3)$	$W_{34} = \Delta U$ $= \frac{P_4 V_4 - P_3 V_3}{k-1}$ $= \frac{mR(T_4 - T_3)}{k-1}$ $Q_{34} = 0$	$\Delta S = 0$

Tabla 2.3. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Diesel (*continuación*).

4-1 Enfriamiento Isométrico $V_4 = V_1$	$\Delta U = mc_v(T_1 - T_4)$ $\Delta H = mc_p(T_1 - T_4)$	$W_{41} = 0$ $Q_{41} = \Delta U$ $= mc_v(T_1 - T_4)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_1}{T_4} - mR \ln \frac{P_1}{P_4}$ $= mc_v \ln \frac{T_1}{T_4}$
--	--	--	--

En la **Figura 2.6a** se muestra la eficiencia térmica del ciclo Diésel en función de r y r_c , con $k = 1.4$. Se puede ver que a medida que aumenta r aumenta la eficiencia. En la **Figura 2.6b** se puede ver como a medida que aumenta el valor de r_c la eficiencia del ciclo Diésel disminuye.

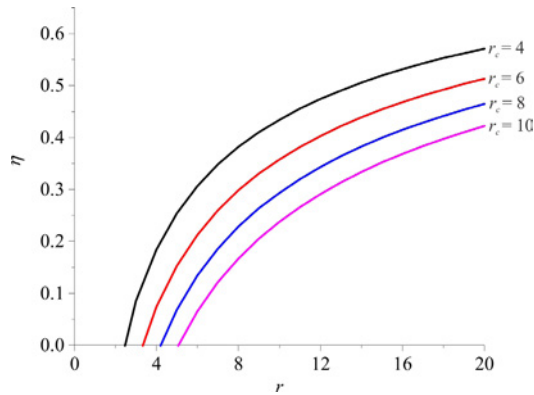


Figura 2.6a. Eficiencia térmica del ciclo Diésel en función de r , r_c y $k=1.4$.

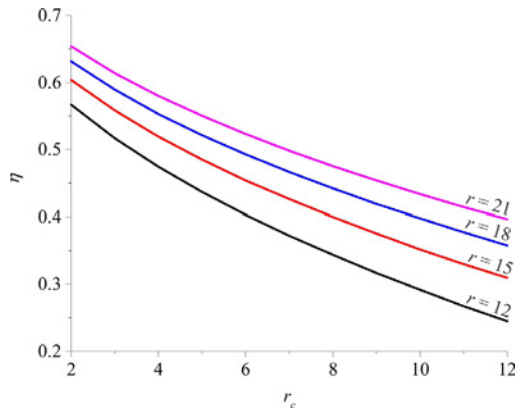


Figura 2.6b. Eficiencia térmica del ciclo Diésel en función de r , r_c y $k=1.4$.

2.5. Ciclo Atkinson

El ciclo llamado ciclo de Atkinson es similar al ciclo Otto, excepto que el proceso isométrico al final del ciclo de Otto se reemplaza por un proceso isobárico. El motor de ciclo Atkinson es un tipo de motor de combustión interna, inventado por James

Atkinson en 1882. El diagrama esquemático del ciclo se muestra en la **Figura 2.7**. El ciclo se compone de los siguientes cuatro procesos:

- 1) 1-2 compresión isentrópica
- 2) 2-3 adición de calor isométrico
- 3) 3-4 expansión isentrópica
- 4) 4-1 eliminación de calor isobárico

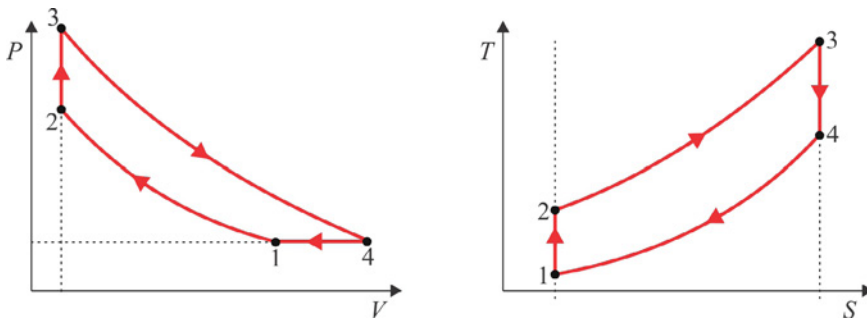


Figura 2.7. Ciclo de Atkinson en los diagramas TS y PV.

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo de Atkinson ideal supuesto para el aire estándar frío es

$$\eta_{t, \text{Atkinson}} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_{\text{ent}}} = \frac{mc_v(T_3 - T_2) - mc_p(T_4 - T_1)}{mc_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{k(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)}$$

Sea la razón de compresión

$$r = \frac{V_1}{V_2}$$

y la razón de expansión

$$r_e = \frac{V_4}{V_3}$$

durante la compresión isentrópica 1-2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = r^{k-1}$$

Entonces

$$T_2 = T_1 r^{k-1}$$

durante el enfriamiento isobárico 4-1

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{V_4}{V_1} = \frac{V_4 V_3}{V_3 V_1} = \frac{V_4 V_2}{V_3 V_1} = \frac{r_e}{r}$$

entonces

$$T_4 = \frac{r_e}{r} T_1$$

durante la expansión isentrópica 3-4

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{k-1} = r_e^{k-1}$$

o

$$T_3 = T_4 r_e^{k-1} = \frac{r_e^k}{r} T_1$$

sustituyendo los valores de T_2 , T_3 y T_4 en la eficiencia, se tiene

$$\eta_{t, \text{Atkinson}} = 1 - \frac{k(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{k\left(\frac{r_e}{r} T_1 - T_1\right)}{\left(\frac{r_e^k}{r} T_1 - r^{k-1} T_1\right)}$$

por lo tanto

$$\eta_{t, \text{Atkinson}} = 1 - \frac{k(r_e - r)}{(r_e^k - r^k)} \quad (2.4)$$

La aplicación de la primera ley y la segunda ley de la termodinámica del sistema cerrado a cada uno de los cuatro procesos del ciclo se resume en la **Tabla 2.4**.

Tabla 2.4. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Atkinson.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $S_1 = S_2$	$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$	$W_{12} = \Delta U$ $= \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{k-1}$ $= \frac{mR(T_2 - T_1)}{k-1}$ $Q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$

Tabla 2.4. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Atkinson (continuación).

2-3 Calentamiento Isométrico $V_2 = V_3$	$\Delta U = mc_v(T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p(T_3 - T_2)$	$W_{23} = 0$ $Q_{23} = \Delta U$ $= mc_v(T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_3}{T_2} - mR \ln \frac{P_3}{P_2}$ $= mc_v \ln \frac{T_3}{T_2}$
3-4 Expansión Isentrópica $S_3 = S_4$	$\Delta U = mc_v(T_4 - T_3)$ $\Delta H = mc_p(T_4 - T_3)$	$W_{34} = \Delta U$ $= \frac{P_4V_4 - P_3V_3}{k-1}$ $= \frac{mR(T_4 - T_3)}{k-1}$ $Q_{34} = 0$	$\Delta S = 0$
4-1 Enfriamiento Isobárico $P_4 = P_1$	$\Delta U = mc_v(T_1 - T_4)$ $\Delta H = mc_p(T_1 - T_4)$	$W_{41} = -P_{4,1}(V_1 - V_4)$ $Q_{41} = \Delta U - W_{41} = \Delta H$ $= mc_p(T_1 - T_4)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_1}{T_4}$ $= mc_v \ln \frac{T_1}{T_4} + mR \ln \frac{V_1}{V_4}$

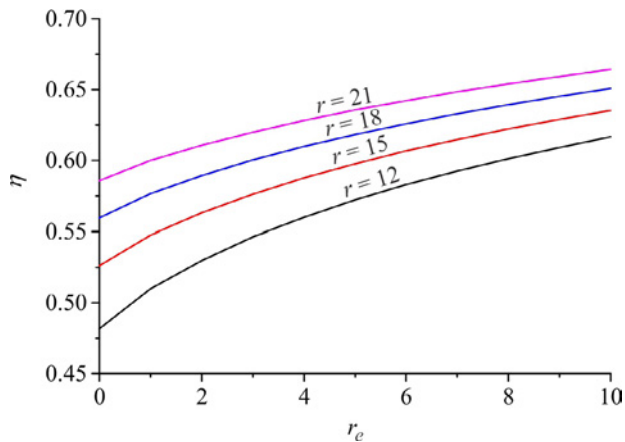


Figura 2.8. Eficiencia térmica del ciclo de Atkinson en función de r , r_e y $k = 1.4$.

En la **Figura 2.8** se muestra la eficiencia térmica del ciclo Atkinson en función de r y r_e , con $k=1.4$. A medida que aumentan r y r_e aumenta la eficiencia térmica del ciclo.

2.6. Ciclo Dual

La combustión en el ciclo de Otto se basa en un proceso a volumen constante, en el ciclo Diesel se basa en un proceso a presión constante. Pero la combustión en el motor de encendido por chispa real requiere una cantidad limitada de tiempo para que el proceso se complete. Por esta razón, la combustión en el ciclo de Otto

no ocurre realmente bajo la condición de volumen constante. De manera similar, en los motores de encendido por compresión, la combustión en el ciclo Diesel no ocurre realmente en condiciones de presión constante, debido al proceso de combustión rápido e incontrolado. El funcionamiento de los motores de combustión interna recíprocos representa un compromiso entre el ciclo de Otto y el Diesel, y puede describirse como un ciclo de combustión dual. Se puede considerar que la transferencia de calor al sistema ocurre primero a un volumen constante y luego a una presión constante. Tal ciclo se llama ciclo dual.

El ciclo dual, como se muestra en la **Figura 2.9**, se compone de los siguientes cinco procesos:

- 1) 1-2 compresión isentrópica
- 2) 2-3 adición de calor de volumen constante
- 3) 3-4 adición de calor a presión constante
- 4) 4-5 expansión isentrópica
- 5) 5-1 eliminación de calor de volumen constante

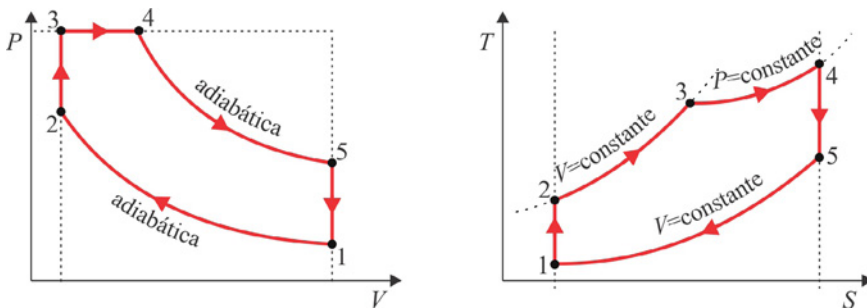


Figura 2.9. El ciclo Dual en los diagramas PV y TS.

Tabla 2.5. Resumen del análisis termodinámico del ciclo dual.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $S_1 = S_2$	$\Delta U = mc_v (T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p (T_2 - T_1)$	$W_{12} = \Delta U$ $= \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{k - 1}$ $= \frac{mR(T_2 - T_1)}{k - 1}$ $Q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$

Tabla 2.5. Resumen del análisis termodinámico del ciclo dual (*continuación*).

2-3 Calentamiento Isométrico $V_2 = V_3$	$\Delta U = mc_v (T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_P (T_3 - T_2)$	$W_{23} = 0$ $Q_{23} = \Delta U$ $= mc_v (T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_P \ln \frac{T_3}{T_2} - mR \ln \frac{P_3}{P_2}$ $= mc_v \ln \frac{T_3}{T_2}$
3-4 Calentamiento Isobárico $P_3 = P_4$	$\Delta U = mc_v (T_4 - T_3)$ $\Delta H = mc_P (T_4 - T_3)$	$W_{34} = -P_{3,4} (V_4 - V_3)$ $Q_{34} = \Delta U - W_{34} = \Delta H$ $= mc_P (T_4 - T_3)$	$\Delta S = mc_P \ln \frac{T_4}{T_3}$ $= mc_v \ln \frac{T_4}{T_3} + mR \ln \frac{V_4}{V_3}$
4-5 Expansión Isentrópica $S_4 = S_5$	$\Delta U = mc_v (T_5 - T_4)$ $\Delta H = mc_P (T_5 - T_4)$	$W_{45} = \Delta U$ $= \frac{P_5 V_5 - P_4 V_4}{k - 1}$ $= \frac{mR (T_5 - T_4)}{k - 1}$ $Q_{45} = 0$	$\Delta S = 0$
5-1 Enfriamiento Isométrico $V_5 = V_1$	$\Delta U = mc_v (T_1 - T_5)$ $\Delta H = mc_P (T_1 - T_5)$	$W_{51} = 0$ $Q_{51} = \Delta U$ $= mc_v (T_1 - T_5)$	$\Delta S = mc_P \ln \frac{T_1}{T_5} - mR \ln \frac{P_1}{P_5}$ $= mc_v \ln \frac{T_1}{T_5}$

La aplicación de la primera ley y la segunda ley de la termodinámica del sistema cerrado a cada uno de los cinco procesos del ciclo se resume en la **Tabla 2.5**.

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo dual ideal supuesto para el aire estándar frío es

$$\eta_{t,dual} = \frac{W_{neto}}{Q_{ent}} = \frac{mc_v (T_3 - T_2) + mc_P (T_4 - T_3) - mc_v (T_5 - T_1)}{mc_v (T_3 - T_2) + mc_P (T_4 - T_3)}$$

por lo tanto

$$\eta_{t,dual} = 1 - \frac{(T_5 - T_1)}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)}$$

Sean la razón de compresión

$$r = \frac{V_1}{V_2}$$

la razón de combustión o de corte

$$r_c = \frac{V_4}{V_3} = \frac{V_4}{V_2}$$

y la razón de explosión o presión

$$r_{P,v} = \frac{P_3}{P_2}$$

durante la compresión isentrópica 1-2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = r^{k-1}$$

Entonces

$$T_2 = T_1 r^{k-1}$$

del proceso de calentamiento isométrico 2-3

$$\frac{P_2}{T_2} = \frac{P_3}{T_3}$$

entonces

$$T_3 = \frac{P_3}{P_2} T_2 = r_{P,v} T_2 = r^{k-1} r_{P,v} T_1$$

del proceso de calentamiento isobárico 3-4

$$\frac{T_3}{V_3} = \frac{T_4}{V_4}$$

entonces

$$T_4 = \frac{V_4}{V_3} T_3 = r_c T_3 = r^{k-1} r_{P,v} r_c T_1$$

durante la expansión isentrópica 4-5

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_5} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_4}{V_1} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_4}{V_2} \frac{V_2}{V_1} \right)^{k-1} = \frac{r_c^{k-1}}{r^{k-1}}$$

Entonces

$$T_5 = T_4 \frac{r_c^{k-1}}{r^{k-1}} = \frac{r_c^{k-1}}{r^{k-1}} r^{k-1} r_{P,v} r_c T_1 = r_{P,v} r_c^k T_1$$

sustituyendo T_2 , T_3 , T_4 y T_5 en la eficiencia, se tiene

$$\eta_{t,dual} = 1 - \frac{(r_{P,v} r_c^k T_1 - T_1)}{(r^{k-1} r_{P,v} T_1 - r^{k-1} T_1) + k(r^{k-1} r_{P,v} r_c^k T_1 - r^{k-1} r_{P,v} T_1)}$$

por lo tanto

$$\eta_{t,dual} = 1 - \frac{(r_{P,v} r_c^k - 1)}{r^{k-1} [(r_{P,v} - 1) + k r_{P,v} (r_c - 1)]} \quad (2.5)$$

Observe que si $r_{P,v}=1$, la eficiencia del ciclo dual se reduce a la eficiencia del ciclo Diesel, o bien, si $r_c=1$, la eficiencia del ciclo dual se reduce a la eficiencia del ciclo Otto.

2.7. Ciclo Stirling

El motor Stirling original fue inventado, desarrollado y patentado en 1816 por el clérigo e inventor escocés Robert Stirling con la ayuda de un hermano ingeniero. El motor de ciclo Stirling es un motor de combustión externa. El ciclo de Stirling se compone de cuatro procesos que se muestran en la **Figura 2.10** y son los siguientes:

- 1) 1-2 compresión isotérmica
- 2) 2-3 adición de calor a volumen constante
- 3) 3-4 expansión isotérmica
- 4) 4-1 eliminación de calor a volumen constante

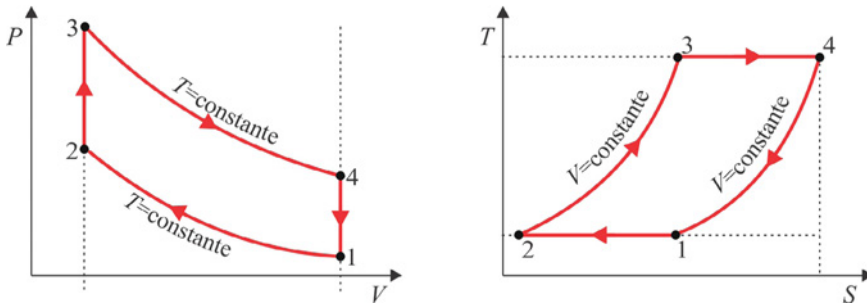


Figura 2.10. El ciclo Stirling en los diagramas PV y TS.

En este ciclo se considera un regenerador con 100% de efectividad. El regenerador facilita que el calor rechazado durante el proceso 4-1 se utilice como entrada de calor en el proceso 2-3. Para un regenerador que tenga una efectividad del 100%, el calor agregado en el proceso 2-3 y el calor rechazado en el proceso 4-1 serán los mismos. Si se considera el regenerador como parte del sistema, entonces las

interacciones de calor con el entorno se llevarán a cabo a temperaturas T_{\min} y T_{\max} solamente. El calor agregado en el ciclo será durante el proceso 3–4 a la temperatura T_{\max} y el calor rechazado en el ciclo será durante el proceso 1–2 a la temperatura T_{\min} .

A continuación, en la **Tabla 2.6** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de Stirling.

Tabla 2.6. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Stirling.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1–2 Compresión Isotérmica $T_1 = T_2$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{12} = -mRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= -mRT_1 \ln \frac{P_1}{P_2}$ $Q_{12} = -W_{12}$ $= T_1(S_2 - S_1)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= mR \ln \frac{P_1}{P_2}$ $= (S_2 - S_1)$
2–3 Calentamiento Isométrico $V_2 = V_3$	$\Delta U = mc_v(T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p(T_3 - T_2)$	$W_{23} = 0$ $Q_{23} = \Delta U$ $= mc_v(T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_3}{T_2} - mR \ln \frac{P_3}{P_2}$ $= mc_v \ln \frac{T_3}{T_2}$
3–4 Expansión Isotérmica $T_3 = T_4$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{34} = -mRT_3 \ln \frac{V_4}{V_3}$ $= -mRT_3 \ln \frac{P_3}{P_4}$ $Q_{34} = -W_{34}$ $= T_3(S_4 - S_3)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_4}{V_3}$ $= mR \ln \frac{P_3}{P_4}$ $= (S_4 - S_3)$
4–1 Enfriamiento Isométrico $V_4 = V_1$	$\Delta U = mc_v(T_1 - T_4)$ $\Delta H = mc_p(T_1 - T_4)$	$W_{41} = 0$ $Q_{41} = \Delta U$ $= mc_v(T_1 - T_4)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_1}{T_4} - mR \ln \frac{P_1}{P_4}$ $= mc_v \ln \frac{T_1}{T_4}$

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo de Stirling es

$$\eta_{t,\text{Stirling}} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_{\text{ent}}} = 1 - \frac{Q_{12}}{Q_{34}} = 1 - \frac{mRT_1 \ln \frac{V_1}{V_2}}{mRT_3 \ln \frac{V_4}{V_3}} = 1 - \frac{T_1 \ln \frac{V_1}{V_2}}{T_3 \ln \frac{V_4}{V_3}}$$

donde

$$V_1 = V_4 \text{ y } V_2 = V_3$$

$$T_1 = T_2 = T_{\text{mín}} \text{ y } T_3 = T_4 = T_{\text{máx}}$$

por lo tanto

$$\eta_{t,\text{Stirling}} = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 1 - \frac{T_{\text{mín}}}{T_{\text{máx}}} \quad (2.6)$$

La eficiencia del ciclo de Stirling es similar a la del ciclo de Carnot. En el caso de que el regenerador funcione con una efectividad inferior al 100%, el calor agregado y rechazado en los procesos 2–3 y 4–1 no será el mismo y se perderá algo de calor. Consideremos la efectividad del regenerador como ϵ . El calor total agregado es

$$Q_{\text{ent}} = mRT_3 \ln \frac{V_4}{V_3} + (1 - \epsilon)mc_v(T_3 - T_2)$$

y el calor rechazado es

$$Q_{\text{sal}} = mRT_1 \ln \frac{V_1}{V_2} + (1 - \epsilon)mc_v(T_4 - T_1)$$

entonces el valor modificado de la eficiencia del ciclo de Stirling es por lo tanto

$$\eta'_{t,\text{Stirling}} = \frac{R(T_{\text{máx}} - T_{\text{mín}}) \ln r}{RT_{\text{máx}} \ln r + (1 - \epsilon)c_v(T_{\text{máx}} - T_{\text{mín}})}$$

donde r es la relación de compresión

$$r = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_4}{V_3}$$

2.8. Ciclo Ericsson

El ciclo Ericsson fue ideado por el inventor John Ericsson, que proyectó y construyó varios motores de aire caliente basados en diferentes ciclos termodinámicos. El ciclo se compone de cuatro pasos, los cuales se muestran en la **Figura 2.11** en los diagramas PV y TS. Los cuatro pasos que componen el ciclo son:

- 1) 1-2 Compresión isotérmica
- 2) 2-3 adición de calor a presión constante
- 3) 3-4 Expansión isotérmica
- 4) 4-1 eliminación de calor a presión constante

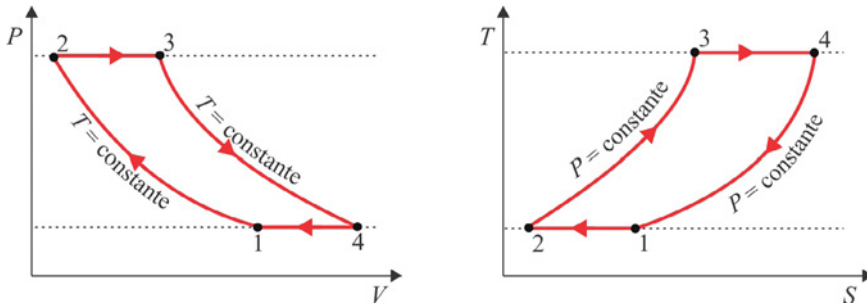


Figura 2.11. El ciclo Ericsson en los diagramas PV y TS.

Se puede considerar que los procesos de adición de calor 2-3 y rechazo de calor 4-1 ocurren en un intercambiador de calor con una efectividad del 100%. Entonces, la eficiencia térmica del ciclo de Ericsson es

$$\eta_{t, \text{Ericsson}} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_{\text{ent}}} = 1 - \frac{Q_{12}}{Q_{34}} = 1 - \frac{mRT_1 \ln \frac{V_1}{V_2}}{mRT_3 \ln \frac{V_4}{V_3}} = 1 - \frac{T_1 \ln \frac{V_1}{V_2}}{T_3 \ln \frac{V_4}{V_3}}$$

por lo tanto

$$\eta_{t, \text{Ericsson}} = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 1 - \frac{T_{\text{min}}}{T_{\text{máx}}} \quad (2.7)$$

que es lo mismo que el ciclo de Carnot. En el caso de que el regenerador funcione con una efectividad ϵ inferior al 100%, por una discusión similar al ciclo de Stirling el valor modificado de la eficiencia del ciclo de Ericsson es por lo tanto

$$\eta'_{t, \text{Ericsson}} = \frac{R(T_{\text{máx}} - T_{\text{min}}) \ln r}{RT_{\text{máx}} \ln r + (1 - \epsilon)c_P(T_{\text{máx}} - T_{\text{min}})}$$

donde

$$r = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_4}{V_3}$$

es la relación de compresión.

A continuación, en la **Tabla 2.7** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de Ericsson.

Tabla 2.7. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Ericsson.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isotérmica $T_1 = T_2$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{12} = -mRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= -mRT_1 \ln \frac{P_1}{P_2}$ $Q_{12} = -W_{12}$ $= T_1 (S_2 - S_1)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= mR \ln \frac{P_1}{P_2}$ $= (S_2 - S_1)$
2-3 Calentamiento Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta U = mc_v (T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p (T_3 - T_2)$	$W_{23} = -P_{2,3} (V_3 - V_2)$ $Q_{23} = \Delta U - W_{23} = \Delta H$ $= mc_p (T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_3}{T_2}$ $= mc_v \ln \frac{T_3}{T_2} + mR \ln \frac{V_3}{V_2}$
3-4 Expansión Isotérmica $T_3 = T_4$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{34} = -mRT_3 \ln \frac{V_4}{V_3}$ $= -mRT_3 \ln \frac{P_3}{P_4}$ $Q_{34} = -W_{34}$ $= T_3 (S_4 - S_3)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_4}{V_3}$ $= mR \ln \frac{P_3}{P_4}$ $= (S_4 - S_3)$
4-1 Enfriamiento Isobárico $P_4 = P_1$	$\Delta U = mc_v (T_1 - T_4)$ $\Delta H = mc_p (T_1 - T_4)$	$W_{41} = -P_{4,1} (V_1 - V_4)$ $Q_{41} = \Delta U - W_{41} = \Delta H$ $= mc_p (T_1 - T_4)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_1}{T_4}$ $= mc_v \ln \frac{T_1}{T_4} + mR \ln \frac{V_1}{V_4}$

2.9. Ciclo Lenoir

El primer motor de combustión interna con éxito comercial fue fabricado por el ingeniero francés Lenoir en 1860. El ciclo de Lenoir, como se muestra en la **Figura 2.12**, se compone de los siguientes tres procesos:

- 1) 1-2 adición de calor a volumen constante
- 2) 2-3 expansión isentrópica

3) 3-1 eliminación de calor a presión constante

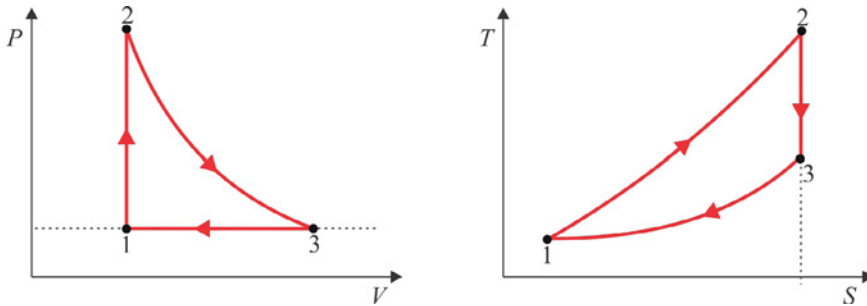


Figura 2.12. El ciclo Lenoir en los diagramas PV y TS.

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo de Lenoir ideal es

$$\eta_{t, \text{Lenoir}} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_{\text{ent}}} = \frac{mc_v(T_2 - T_1) - mc_p(T_3 - T_1)}{mc_v(T_2 - T_1)} = 1 - \frac{k(T_3 - T_1)}{(T_2 - T_1)}$$

Sea la relación de compresión

$$r = \frac{V_3}{V_1} = \frac{V_3}{V_2}$$

durante el enfriamiento isobárico 3-1

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{V_3}{V_1} = r$$

entonces

$$T_3 = rT_1$$

durante la expansión adiabática 1-2

$$\frac{T_2}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_2}\right)^{k-1} = r^{k-1}$$

entonces

$$T_2 = T_3 r^{k-1} = T_1 r^k$$

sustituyendo T_2 y T_3 en la eficiencia se tiene

$$\eta_{t, \text{Lenoir}} = 1 - \frac{k(r-1)}{r^k - 1} \tag{2.8}$$

En la **Tabla 2.8** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de Lenoir.

Tabla 2.8. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Lenoir.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Calentamiento Isométrico $V_1 = V_2$	$\Delta U = mc_v (T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p (T_2 - T_1)$	$W_{12} = 0$ $Q_{12} = \Delta U$ $= mc_v (T_2 - T_1)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \ln \frac{P_2}{P_1}$ $= mc_v \ln \frac{T_2}{T_1}$
2-3 Expansión Isentrópica $S_2 = S_3$	$\Delta U = mc_v (T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p (T_3 - T_2)$	$W_{23} = \Delta U$ $= \frac{P_3 V_3 - P_2 V_2}{k-1}$ $= \frac{mR(T_3 - T_2)}{k-1}$ $Q_{23} = 0$	$\Delta S = 0$
3-1 Enfriamiento Isobárico $P_3 = P_1$	$\Delta U = mc_v (T_1 - T_3)$ $\Delta H = mc_p (T_1 - T_3)$	$W_{31} = -P_{3,1} (V_1 - V_3)$ $Q_{31} = \Delta U - W_{31} = \Delta H$ $= mc_p (T_1 - T_3)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_1}{T_3}$ $= mc_v \ln \frac{T_1}{T_3} + mR \ln \frac{V_1}{V_3}$

En la **Figura 2.13** se muestra el comportamiento de la eficiencia térmica del ciclo de Lenoir en función de r y k .

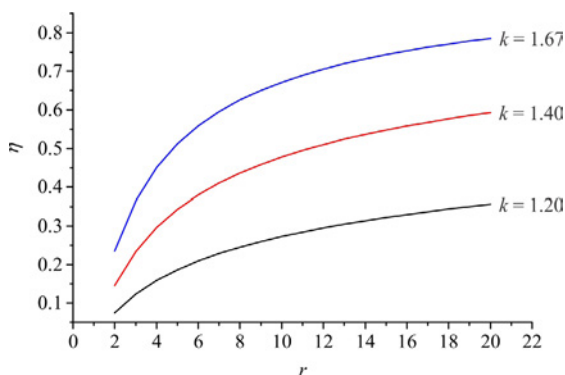


Figura 2.13. Eficiencia térmica del ciclo de Lenoir en función de r y k .

2.10. Ciclo Wicks

Wicks en 1991 propuso un motor de combustión de tres procesos que consiste en:

- 1) 1-2 compresión isotérmica
- 2) 2-3 adición de calor a volumen constante
- 3) 3-1 expansión adiabática

El ciclo de Wicks esquemático se muestra en la **Figura 2.14**.

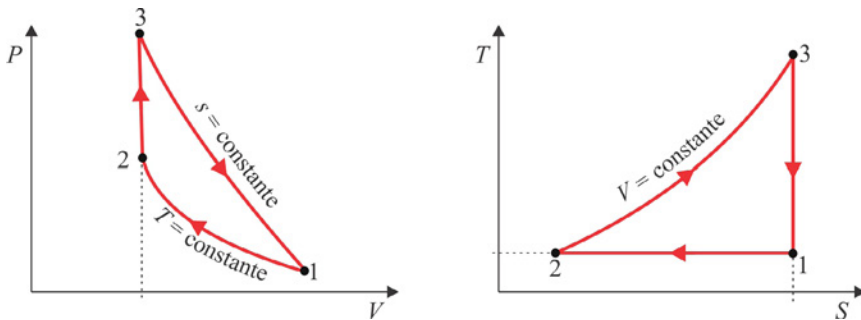


Figura 2.14. El ciclo Wicks en los diagramas PV y TS.

En la **Tabla 2.9** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de Wicks.

Tabla 2.9. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Wicks.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isotérmica $T_1 = T_2$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{12} = -mRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= -mRT_1 \ln \frac{P_1}{P_2}$ $Q_{12} = -W_{12}$ $= T_1(S_2 - S_1)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= mR \ln \frac{P_1}{P_2}$ $= (S_2 - S_1)$
2-3 Calentamiento Isométrico $V_2 = V_3$	$\Delta U = mc_v(T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p(T_3 - T_2)$	$W_{23} = 0$ $Q_{23} = \Delta U$ $= mc_v(T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_3}{T_2} - mR \ln \frac{P_3}{P_2}$ $= mc_v \ln \frac{T_3}{T_2}$

Tabla 2.9. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Wicks (*continuación*).

3-1 Expansión Isentrópica $S_3 = S_1$	$\Delta U = mc_v(T_1 - T_3)$ $\Delta H = mc_p(T_1 - T_3)$	$W_{31} = \Delta U$ $= \frac{P_1V_1 - P_3V_3}{k-1}$ $= \frac{mR(T_1 - T_3)}{k-1}$ $Q_{31} = 0$	$\Delta S = 0$
--	---	--	----------------

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo de Wicks ideal es

$$\eta_{t, \text{Wicks}} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_{\text{ent}}} = \frac{mc_v(T_3 - T_2) - mRT_1 \ln \frac{V_1}{V_2}}{mc_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{(k-1)T_1 \ln \frac{V_1}{V_2}}{(T_3 - T_1)}$$

Sea la relación de compresión

$$r = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_1}{V_3}$$

durante la expansión adiabática 3-1

$$\frac{T_3}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_3}\right)^{k-1} = r^{k-1}$$

Entonces

$$T_3 = T_1 r^{k-1}$$

sustituyendo T_3 en la eficiencia se tiene

$$\eta_{t, \text{Wicks}} = 1 - \frac{(k-1) \ln r}{(r^{k-1} - 1)} \quad (2.9)$$

En la **Figura 2.15** se grafica la eficiencia térmica del ciclo de Wicks en función de r y k .

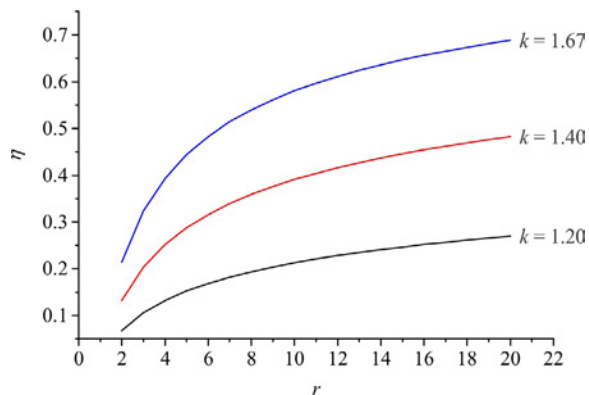


Figura 2.15. Eficiencia térmica del ciclo de Wicks en función de r y k .

2.11. Ciclo Rallis

El ciclo de Rallis se define por dos procesos isotérmicos separados por dos procesos regenerativos que son parte volumen constante y parte presión constante en cualquier combinación dada. El ciclo de Stirling es un caso especial del ciclo de Rallis. Se pueden definir muchos otros ciclos de Rallis que no tienen nombres de identificación. Los diagramas PV y TS para el ciclo se muestran en la **Figura 2.16**. El ciclo se compone de los siguientes seis procesos:

- 1) 1-2 compresión isotérmica.
- 2) 2-3 calentamiento isométrico.
- 3) 3-4 calentamiento isobárico.
- 4) 4-5 expansión isotérmica.
- 5) 5-6 enfriamiento isométrico.
- 6) 6-1 enfriamiento isobárico.

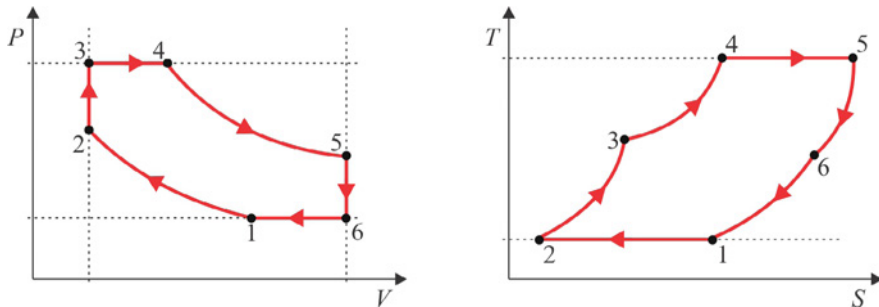


Figura 2.16. El ciclo Rallis en los diagramas PV y TS.

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo de Rallis ideal es

$$\eta_{t,\text{Rallis}} = \frac{W_{\text{neto}}}{Q_{\text{ent}}} = \frac{Q_{12} + Q_{23} + Q_{34} + Q_{45} + Q_{56} + Q_{61}}{Q_{45}} = 1 - \frac{Q_{12}}{Q_{45}}$$

$$\eta_{t,\text{Rallis}} = 1 - \frac{T_1 \ln \frac{V_1}{V_2}}{T_4 \ln \frac{V_5}{V_4}} = 1 - \frac{T_1 \ln r}{T_4 \ln r_e}$$

donde r y r_e son las relaciones de compresión y expansión dadas por

$$r = \frac{V_1}{V_2} = \frac{P_2}{P_1} \quad \text{y} \quad r_e = \frac{V_5}{V_4} = \frac{P_4}{P_5}$$

y son iguales, por lo tanto

$$\eta_{t,\text{Rallis}} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} \quad (2.10)$$

que es la misma que la de Carnot.

En la **Tabla 2.10** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rallis.

Tabla 2.10. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rallis.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isotérmica $T_1 = T_2$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{12} = -mRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= -mRT_1 \ln \frac{P_1}{P_2}$ $Q_{12} = -W_{12}$ $= T_1(S_2 - S_1)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= mR \ln \frac{P_1}{P_2}$ $= (S_2 - S_1)$
2-3 Calentamiento Isométrico $V_2 = V_3$	$\Delta U = mc_v(T_3 - T_2)$ $\Delta H = mc_p(T_3 - T_2)$	$W_{23} = 0$ $Q_{23} = \Delta U$ $= mc_v(T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_3}{T_2} - mR \ln \frac{P_3}{P_2}$ $= mc_v \ln \frac{T_3}{T_2}$
3-4 Calentamiento Isobárico $P_3 = P_4$	$\Delta U = mc_v(T_4 - T_3)$ $\Delta H = mc_p(T_4 - T_3)$	$W_{34} = -P_{3,4}(V_4 - V_3)$ $Q_{34} = \Delta U - W_{34} = \Delta H$ $= mc_p(T_4 - T_3)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_4}{T_3}$ $= mc_v \ln \frac{T_4}{T_3} + mR \ln \frac{V_4}{V_3}$
4-5 Expansión Isotérmica $T_4 = T_5$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{45} = -mRT_4 \ln \frac{V_5}{V_4}$ $= -mRT_4 \ln \frac{P_4}{P_5}$ $Q_{45} = -W_{45}$ $= T_4(S_5 - S_4)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_5}{V_4}$ $= mR \ln \frac{P_4}{P_5}$ $= (S_5 - S_4)$

Tabla 2.10. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rallis (*continuación*).

5-6 Enfriamiento Isométrico $V_5 = V_6$	$\Delta U = mc_v (T_6 - T_5)$ $\Delta H = mc_p (T_6 - T_5)$	$W_{56} = 0$ $Q_{56} = \Delta U$ $= mc_v (T_6 - T_5)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_6}{T_5} - mR \ln \frac{P_6}{P_5}$ $= mc_v \ln \frac{T_6}{T_5}$
6-1 Enfriamiento Isobárico $P_6 = P_1$	$\Delta U = mc_v (T_1 - T_6)$ $\Delta H = mc_p (T_1 - T_6)$	$W_{61} = -P_{6,1} (V_1 - V_6)$ $Q_{61} = \Delta U - W_{61} = \Delta H$ $= mc_p (T_1 - T_6)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_1}{T_6}$ $= mc_v \ln \frac{T_1}{T_6} + mR \ln \frac{V_1}{V_6}$

2.12. Ciclo Brayton o Joule (ciclo cerrado)

El ciclo Brayton ideal de la turbina de gas (a veces llamado ciclo de Joule) lleva el nombre del ingeniero estadounidense, George Brayton, quien propuso el ciclo en la década de 1870, véase la **Figura 2.17**. El ciclo ideal de la turbina de gas consta de cuatro procesos:

- 1) 1-2 compresión isentrópica
- 2) 2-3 calentamiento a presión constante
- 3) 3-4 expansión isentrópica
- 4) 4-1 enfriamiento a presión constante

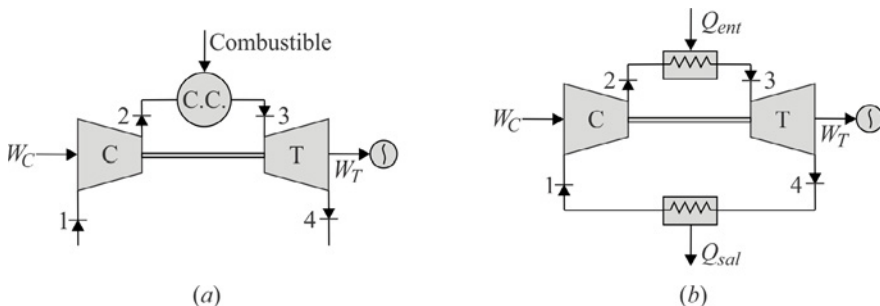


Figura 2.17. Ciclo Brayton (a) abierto y (b) cerrado.

Los diagramas PV y TS para el ciclo de Brayton (Joule) se muestran en la **Figura 2.18**.

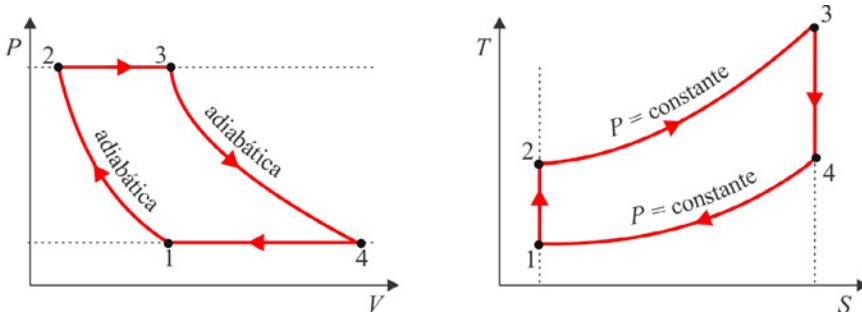


Figura 2.18. El ciclo Brayton en los diagramas PV y TS.

La aplicación de la primera ley y la segunda ley de la termodinámica en flujo estacionario donde son despreciables las energías cinética y potencial de cada uno de los cuatro procesos del ciclo de Brayton, se resume en la **Tabla 2.11**.

Tabla 2.11. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Brayton.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $S_1 = S_2$	$\Delta h = c_P (T_2 - T_1)$	$w_{12} = \Delta h$ $= c_P (T_2 - T_1)$ $q_{12} = 0$	$\Delta s = 0$
2-3 Calentamiento Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta h = c_P (T_3 - T_2)$	$w_{23} = 0$ $q_{23} = \Delta h$ $= c_P (T_3 - T_2)$	$\Delta s = c_P \ln \frac{T_3}{T_2}$
3-4 Expansión Isentrópica $S_3 = S_4$	$\Delta h = c_P (T_4 - T_3)$	$w_{34} = \Delta h$ $= c_P (T_4 - T_3)$ $q_{34} = 0$	$\Delta s = 0$
4-1 Enfriamiento Isobárico $P_4 = P_1$	$\Delta h = c_P (T_1 - T_4)$	$w_{41} = 0$ $q_{41} = \Delta h$ $= mc_P (T_1 - T_4)$	$\Delta s = c_P \ln \frac{T_1}{T_4}$

Entonces, la eficiencia térmica del ciclo de Brayton ideal supuesto para el aire estándar frío es

$$\eta_{t, \text{Brayton}} = \frac{w_{\text{neto}}}{q_{\text{ent}}} = \frac{c_P (T_3 - T_2) - c_P (T_4 - T_1)}{c_P (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)}$$

Para los procesos 1–2 y 3–4, que son de tipo isentrópico

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{y} \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Sea la relación de presión

$$r = \frac{P_2}{P_1}$$

Entonces

$$\frac{T_2}{T_1} = r^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{y} \quad \frac{T_3}{T_4} = r^{\frac{k-1}{k}}$$

por lo tanto

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$$

o bien

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$$

$$\frac{T_4 - T_1}{T_1} = \frac{T_3 - T_2}{T_2}$$

$$\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{r^{\frac{k-1}{k}}}$$

sustituyendo en la eficiencia, se tiene

$$\eta_{t, \text{Brayton}} = 1 - \frac{1}{r^{\frac{k-1}{k}}} \quad (2.11)$$

que es la eficiencia del ciclo Brayton de aire estándar. Por lo tanto, de la expresión de eficiencia resulta obvio que depende solo de la relación de presión r y la naturaleza del gas k . Para la relación de presión unitaria $r = 1$, la eficiencia será cero. Para un gas en particular, la eficiencia del ciclo aumenta al aumentar la relación de presión. En la **Figura 2.19** se muestra la variación de la eficiencia con la relación de presión para aire $k = 1.4$ y gas monoatómico y poliatómico como argón $k = 1.67$ y dióxido de carbono $k = 1.3$, respectivamente.

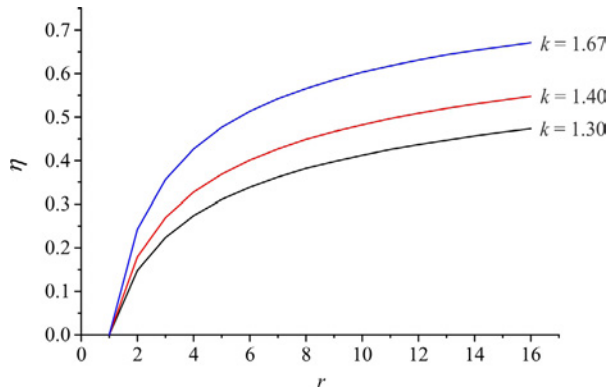


Figura 2.19. Eficiencia térmica del ciclo de Brayton ideal en función de r y k.

A continuación, se da la producción de trabajo específico del ciclo.

$$w_{\text{neto}} = q_{\text{neto}} = (h_3 - h_2) - (h_4 - h_1)$$

$$w_{\text{neto}} = c_P [(T_3 - T_2) - (T_4 - T_1)]$$

$$\frac{w_{\text{neto}}}{c_P T_1} = \left[\left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right) - \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right) \right]$$

$$\frac{w_{\text{neto}}}{c_P T_1} = \left[\frac{T_3}{T_1} \left(1 - \frac{T_4}{T_3} \right) - \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \right]$$

En el ciclo, los estados 1 y 3 se refieren a los estados que tienen la temperatura y presión más bajas y las más altas respectivamente. T_1 es la temperatura ambiente en el caso de un ciclo de tipo abierto, mientras que T_3 se conoce como temperatura de entrada de la turbina. Sea la relación de temperaturas

$$\tau = \frac{T_3}{T_1}$$

por lo tanto

$$\frac{w_{\text{neto}}}{c_P T_1} = \left[\tau \left(1 - \frac{1}{r^{\frac{k-1}{k}}} \right) - \left(r^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right] \quad (2.12)$$

donde

$$\frac{T_2}{T_1} = r^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{y} \quad \frac{T_4}{T_3} = \frac{1}{r^{\frac{k-1}{k}}}$$

Aquí ($w_{\text{neto}}/c_p T_1$) es una forma adimensional del trabajo específico neto. En general, para un ciclo dado, T_1 la temperatura ambiente permanece fija (principalmente la temperatura atmosférica). Por lo tanto, se puede decir que la producción de trabajo específico depende de τ (relación de temperaturas) y de la relación de presiones r . La salida de trabajo específico es cero para el valor de la relación de presiones unitaria, es decir, para $r=1$, $w_{\text{neto}}/c_p T_1=0$.

Para cierto valor de la relación de temperaturas, el trabajo específico aumenta al aumentar el valor de la relación de presiones. Se muestra a continuación, el gráfico que muestra la variación de trabajo específico de salida contra la relación de presiones para ciertos valores de τ , véase la **Figura 2.20**.

El valor máximo de τ depende de la temperatura máxima que las partes más estresadas de la turbina puedan soportar durante la vida útil requerida (también llamada límite metalúrgico). En la turbina moderna de gas, el valor de τ varía de 3.5 a 6. Otros valores más altos de la temperatura de entrada de la turbina y, por lo tanto, el valor de τ se pueden realizar con un mejor enfriamiento de los álabes de la turbina de gas.

La variación del trabajo específico frente a la relación de presiones muestra que existe un valor óptimo de r en el que la salida del trabajo específico es máximo con un valor de τ dado. Derivando w_{neto} de la expresión

$$\frac{w_{\text{neto}}}{c_p T_1} = \left[\tau \left(1 - \frac{1}{r \frac{k-1}{k}} \right) - \left(r \frac{k-1}{k} - 1 \right) \right]$$

con respecto a r , igualando a cero y resolviendo para r , se obtiene

$$r = \tau^{\frac{k}{2(k-1)}}$$

así

$$\tau = \left(r \frac{k-1}{k} \right)^2 = r^{\frac{k-1}{k}} r^{\frac{k-1}{k}}$$

o bien

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{T_2}{T_1} \frac{T_3}{T_4}$$

por lo tanto

$$T_4 = T_2$$

es decir, el trabajo específico tiene un valor máximo para un valor de τ dado cuando la relación de presiones es tal que las temperaturas en la salida del compresor y la salida de la turbina son iguales. Para todos los valores de la relación de presiones r que se encuentran entre 1 y $\tau^{(k-1)/k}$, la temperatura T_4 es mayor que T_2 . Con el fin de reducir la transferencia de calor desde una fuente externa para mejorar la eficiencia, se puede incorporar un intercambiador de calor. Este concepto de usar un intercambiador de calor da lugar a una forma modificada del ciclo simple de la turbina de gas con intercambio de calor. Esta forma modificada del ciclo también se denomina ciclo de turbina de gas regenerativo. También se utilizan ciclos de turbina de gas simples con modificaciones de recalentamiento e interenfriamiento para mejorar el rendimiento.

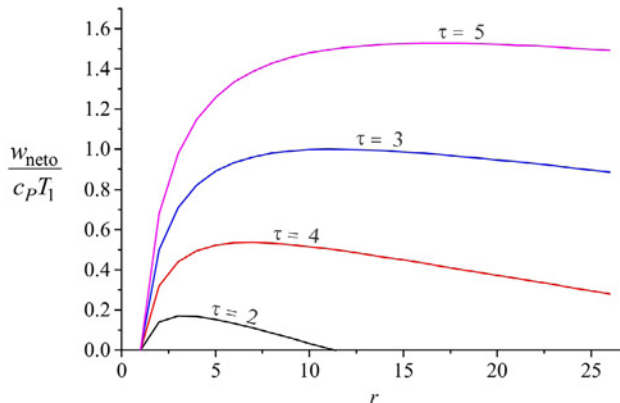


Figura 2.20. Trabajo específico neto en función de r , τ y $k = 1.4$.

2.13. Ciclo Regenerativo de Turbina de Gas

En discusiones anteriores, se observa que para maximizar la salida de trabajo específico, la temperatura de escape de la turbina de gas debe ser igual a la temperatura de escape del compresor. Por lo tanto, existe un potencial para aprovechar la energía térmica que se pierde en el entorno con los gases de escape. Para aprovechar este potencial se propone el uso de un intercambiador de calor llamado regenerador, que precalienta el aire que sale del compresor antes de ingresar a la cámara de combustión, reduciendo así la cantidad de combustible que se quema dentro de la cámara de combustión.

El ciclo de turbina de gas estándar de aire regenerativo que se muestra en la **Figura**

2.21 tiene un regenerador (intercambiador de calor a contra flujo) a través del cual el gas de escape de la turbina caliente y el aire comparativamente más frío que proviene del flujo del compresor en direcciones opuestas intercambian calor. En condiciones ideales, no se produce una caída de presión por fricción en ninguna corriente de fluido mientras que los gases de escape de la turbina se enfrían de 4 a 4', el aire comprimido se calienta de 2 a 2'. Suponiendo que la efectividad del regenerador es del 100%, el aumento de temperatura de 2–2' y la caída de 4 a 4' se muestran en el diagrama TS.

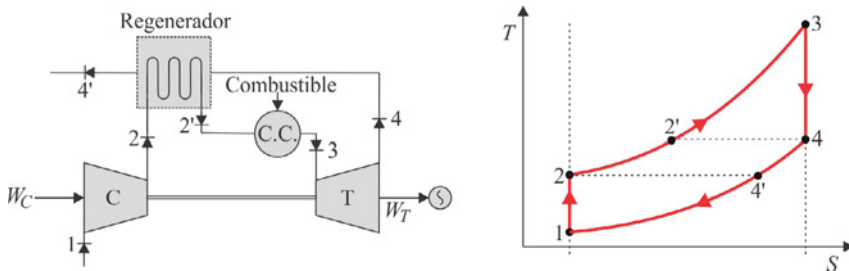


Figura 2.21. Ciclo Regenerativo y su diagrama TS.

Definiendo la eficacia del regenerador como

$$\varepsilon = \frac{h_{2'} - h_2}{h_4 - h_2}$$

se tiene termodinámicamente que la cantidad de calor agregado será

$$q_{2'3} = (h_3 - h_{2'})$$

mientras que sin regenerador el calor agregado es

$$q_{23} = (h_3 - h_2)$$

donde $q_{2'3} < q_{23}$. Esto muestra una mejora obvia en la eficiencia térmica del ciclo, ya que todo lo demás sigue siendo lo mismo. El trabajo neto producido por unidad de flujo másico no se altera con el uso del regenerador, entonces, la eficiencia térmica del ciclo regenerativo estándar de aire es

$$\eta_{\text{regen}} = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{(h_3 - h_{2'})} = \frac{c_P(T_3 - T_4) - c_P(T_2 - T_1)}{c_P(T_3 - T_{2'})}$$

es decir

$$\eta_{\text{regen}} = \frac{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)}{(T_3 - T_2')}$$

Para un intercambio de calor ideal en el regenerador con eficacia del 100%, se tiene

$$T_2' = T_4$$

sustituyendo en la eficiencia

$$\eta_{\text{regen}} = \frac{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)}{(T_3 - T_4)} = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4}$$

de los procesos termodinámicos

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = r^{\frac{k-1}{k}}$$

o

$$\frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4} = \frac{T_1}{T_4}$$

o

$$\frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4} = \frac{T_1}{T_3} \frac{T_3}{T_4}$$

también

$$\frac{T_3}{T_1} = \tau$$

o

$$\frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4} = r^{\frac{k-1}{k}} \frac{1}{\tau}$$

sustituyendo en la expresión de la eficiencia

$$\eta_{\text{regen}} = 1 - \frac{r^{\frac{k-1}{k}}}{\tau} \tag{2.13}$$

En $r = 1$

$$\eta_{\text{regen}} = 1 - \frac{1}{\tau} = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 1 - \frac{T_{\text{min}}}{T_{\text{máx}}}$$

$$\eta_{\text{regen}} = \eta_{\text{Carnot}}$$

Por lo tanto, la eficiencia del ciclo de la turbina de gas regenerativo se acerca a la eficiencia del ciclo de Carnot en $r = 1$, lo que se debe a que en esta situación límite se cumple el requisito del ciclo de Carnot de la adición y el rechazo de calor total a la temperatura máxima y mínima del ciclo. La variación de la eficiencia con la relación de presiones del ciclo para el ciclo regenerativo se muestra en la **Figura 2.22** para valores de τ fijos.

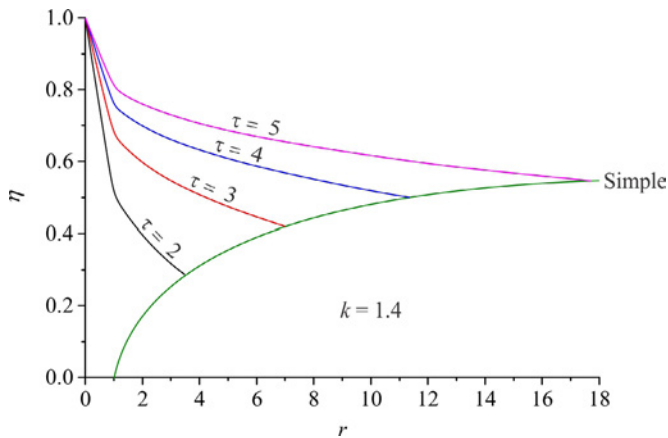


Figura 2.22. Eficiencia contra la relación de presiones para el ciclo regenerativo.

Se ve que la eficiencia del ciclo disminuye al aumentar la relación de presiones hasta que la relación de presiones se vuelve igual a

$$r = \tau^{\frac{k}{2(k-1)}}$$

En discusiones anteriores, se ha mostrado que este valor de la relación de presiones, hace que la producción de trabajo específico se vuelva máxima. La misma variación del trabajo específico de salida también es cierta para este caso. Además, la eficiencia disminuye al aumentar la relación de presiones para un valor fijo de τ , contrariamente al comportamiento de la eficiencia que se muestra en el caso de un ciclo simple donde la eficiencia aumenta al aumentar la relación de presiones.

2.14. Ciclo de Recalentamiento de la Turbina de Gas

La disposición del ciclo de recalentamiento de la turbina de gas se muestra en la **Figura 2.23**. Para maximizar el trabajo disponible del ciclo simple, una de las opciones es aumentar la entalpía del fluido que ingresa a la turbina de gas y extender su expansión hasta el valor de entalpía más bajo posible.

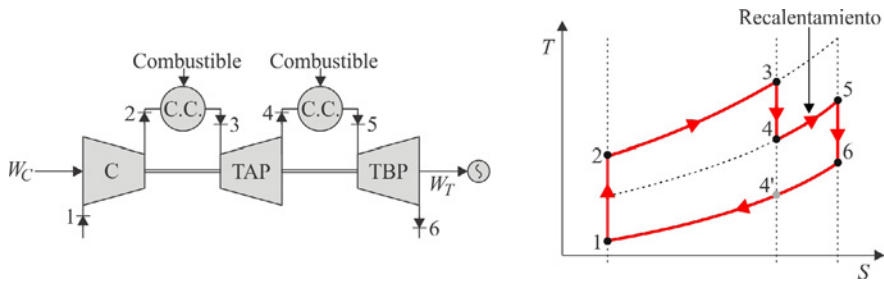


Figura 2.23. Ciclo de Recalentamiento y diagrama TS.

Esto también se puede decir en términos de valores de presión y temperatura, es decir, inyectar fluido a alta presión y temperatura en la turbina de gas y se expande hasta el valor de presión más bajo posible. El límite superior a la entrada de la turbina está limitada por los límites metalúrgicos, mientras que la presión más baja se limita a la presión atmosférica.

En la disposición mostrada, el aire ambiente ingresa al compresor (C) y el aire comprimido a alta presión sale en 2. El aire comprimido se inyecta en la cámara de combustión (CC) para aumentar su temperatura hasta la temperatura de entrada de la turbina deseada en el estado 3. El fluido de alta presión y alta temperatura ingresa a la turbina de alta presión (TAP) para la primera fase de expansión y los gases expandidos que salen de 4 se envían a la segunda cámara de combustión (recalentador) para recalentar el fluido aún más. Por lo tanto, el recalentamiento es un tipo de energización del fluido de trabajo.

Suponiendo un recalentamiento perfecto, el fluido sale en el estado 5 y entra en la turbina de baja presión (TBP) para permanecer hasta el valor de presión deseado. En general, la temperatura después del recalentamiento en el estado 5 es inferior a la temperatura en el estado 3. En ausencia de recalentamiento del proceso de expansión dentro de límites de presión similares va hasta el estado 4'. Por lo tanto, el recalentamiento ofrece una ventaja obvia del aumento de la producción de trabajo ya que las líneas de presión constante en el diagrama TS divergen ligeramente al aumentar la entropía, el trabajo total de las dos etapas de la turbina es mayor que la de la expansión simple del estado 3 al estado 4', es decir

$$(T_3 - T_4) + (T_5 - T_6) > (T_3 - T_{4'})$$

Aquí se puede observar que la adición de calor también aumenta debido al calor adicional suministrado para el recalentamiento. Por lo tanto, a pesar del aumento

en el trabajo neto debido al recalentamiento del ciclo, la eficiencia térmica no necesariamente aumentaría. Se hace ahora el análisis del ciclo del aire estándar. El trabajo neto de salida en el ciclo de recalentamiento es

$$W_{\text{neto, recal}} = W_{TAP} + W_{TBP} - W_C$$

donde $W_{TAP} = m(h_3 - h_4)$, $W_{TBP} = m(h_5 - h_6)$ y $W_C = m(h_2 - h_1)$, entonces

$$W_{\text{neto, recal}} = m[(h_3 - h_4) + (h_5 - h_6) - (h_2 - h_1)]$$

$$W_{\text{neto, recal}} = mc_P [(T_3 - T_4) + (T_5 - T_6) - (T_2 - T_1)]$$

asumiendo recalentamiento perfecto

$$T_3 = T_5$$

entonces

$$W_{\text{neto, recal}} = mc_P T_1 \left[\left(\frac{2T_3}{T_1} - \frac{T_4}{T_1} \right) - \left(\frac{T_6}{T_1} \right) - \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \right]$$

Sean las relaciones de temperatura y presión

$$\tau = \frac{T_3}{T_1} \quad \text{y} \quad r = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

Sean la relación de presiones r_1 para la turbina de alta presión y r_2 para la turbina de baja presión, entonces

$$r = r_1 \cdot r_2$$

donde

$$r_1 = \left(\frac{T_3}{T_4} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad r_2 = \left(\frac{T_5}{T_6} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{r}{r_1}$$

o

$$r_2 = \left(\frac{T_5}{T_6} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{r}{r_1}$$

O

$$\left(\frac{T_5}{T_6}\right) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{T_3}{T_6}\right)$$

ahora bien

$$\frac{W_{\text{neto, recal}}}{mc_P T_1} = \left[\left(2\tau - \frac{T_4}{T_3} \frac{T_3}{T_1} \right) - \left(\frac{T_6}{T_3} \frac{T_3}{T_1} \right) - \left(r^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]$$

O

$$\frac{W_{\text{neto, recal}}}{mc_P T_1} = \left[\left(2\tau - \frac{\tau}{r_1^{\frac{k-1}{k}}} \right) - \left(\left(\frac{r_1}{r} \right)^{\frac{k-1}{k}} \tau \right) - \left(r^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]$$

derivando esta expresión con respecto a r_1 , igualando a cero y resolviendo, se tiene

$$r_1 = \sqrt{r} = r_2$$

Por lo tanto, la relación de presiones de expansión para la turbina de alta presión y la turbina de baja presión debe ser la misma para la producción máxima de trabajo del ciclo. Con tal división óptima, la expresión para la producción de trabajo y la eficiencia se puede dar como

$$\frac{W_{\text{neto, recal}}}{mc_P T_1} = \left[2\tau - \frac{2\tau}{r^{\frac{k-1}{2k}}} - r^{\frac{k-1}{k}} + 1 \right] \quad (2.14)$$

La eficiencia para el ciclo con recalentamiento

$$\eta_{\text{recal}} = \frac{W_{\text{neto, recal}}}{m[(h_3 - h_2) + (h_5 - h_4)]}$$

O

$$\eta_{\text{recal}} = \frac{W_{\text{neto, recal}}}{mc_P [(T_3 - T_2) + (T_5 - T_4)]}$$

O

$$\eta_{\text{recal}} = \frac{W_{\text{neto, recal}}}{mc_P T_1 \left[\left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right) + \left(\frac{T_5}{T_1} - \frac{T_4}{T_1} \right) \right]}$$

Si

$$\tau = \frac{T_3}{T_1}, T_5 = T_3, \frac{T_2}{T_1} = r^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{y} \quad \frac{T_3}{T_4} = r^{\frac{k-1}{2k}}$$

entonces

$$\eta_{\text{recal}} = \frac{W_{\text{neto, recal}}}{mc_p T_1 \left[\left(\tau - r^{\frac{k-1}{k}} \right) + \left(\tau - \frac{\tau}{r^{\frac{k-1}{2k}}} \right) \right]}$$

o

$$\eta_{\text{recal}} = \frac{W_{\text{neto, recal}}}{mc_p T_1 \left[2\tau - \frac{\tau}{r^{\frac{k-1}{2k}}} - r^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

sustituyendo $W_{\text{neto, recal}}$, por lo tanto

$$\eta_{\text{recal}} = \frac{\left[2\tau - \frac{2\tau}{r^{\frac{k-1}{2k}}} - r^{\frac{k-1}{k}} + 1 \right]}{\left[2\tau - \frac{\tau}{r^{\frac{k-1}{2k}}} - r^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (2.15)$$

En la **Figura 2.24** se muestra la variación de la eficiencia contra la relación de presiones óptima r junto con la variación de la eficiencia del ciclo simple.

La reducción en la eficiencia puede atribuirse a la adición de un ciclo menos eficiente a un ciclo simple. Este ciclo menos eficiente opera en un rango de temperatura más pequeño. La variación del trabajo específico de salida con respecto a la relación de presiones se muestra en la **Figura 2.25**. Muestra cómo el trabajo específico de salida muestra un incremento con el aumento en la relación de presiones hasta la relación de presión óptima. También se puede observar que en el ciclo de recalentamiento, la temperatura de los gases de escape en la salida de la turbina aumenta en comparación con el ciclo simple dentro de límites similares.

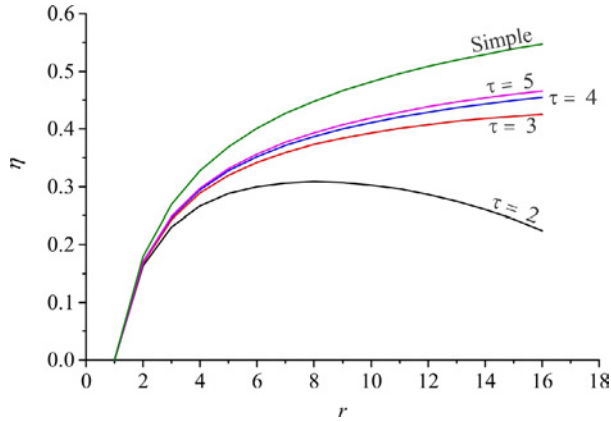


Figura 2.24. Eficiencia del ciclo de Recalentamiento en función de r , τ y $k = 1.4$.

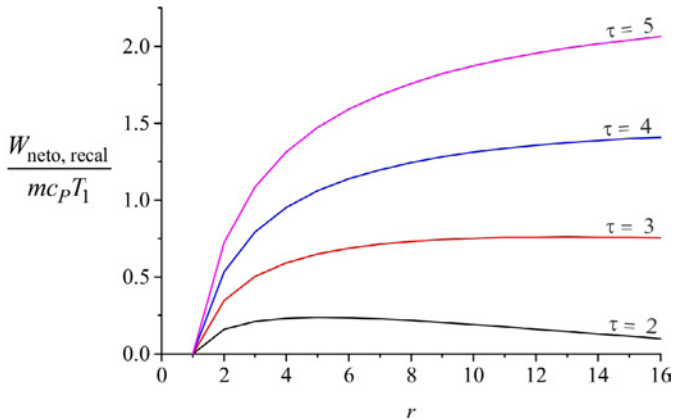


Figura 2.25. Trabajo específico del ciclo de recalentamiento en función de r , τ y $k = 1.4$.

2.15. Ciclo de Turbina de Gas con Enfriamiento Intermedio

La producción neta de trabajo del ciclo de la turbina de gas también se puede aumentar reduciendo el trabajo negativo, es decir, el trabajo del compresor. El esquema para el ciclo de la turbina de gas interenfriado se muestra en la **Figura 2.26**

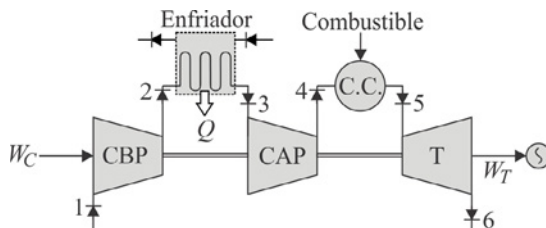


Figura 2.26. Ciclo de turbina de gas con enfriamiento intermedio.

Los procesos termodinámicos involucrados en la compresión interenfriada multietapa se muestra en la **Figura 2.27**.

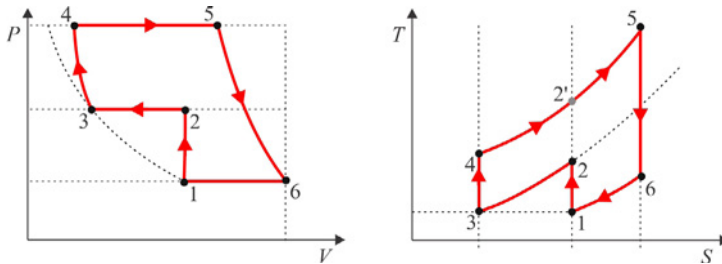


Figura 2.27. Ciclo con enfriamiento intermedio y diagramas PV y TS.

La compresión de la primera etapa se produce en el compresor de baja presión (CBP) y el aire comprimido que deja al CBP en 2 se envía al enfriador, donde la temperatura del aire comprimido se reduce al estado 3 a presión constante. En caso de enfriamiento intermedio perfecto las temperaturas en 3 y 1 son iguales. El enfriador es un tipo de intercambiador de calor donde el calor se recoge del aire comprimido a alta temperatura. La cantidad de trabajo de compresión guardado debido a la refrigeración interna es evidente en el diagrama PV y se muestra en el área 2342'. El área 2342' proporciona la cantidad de trabajo ahorrado debido a la interconexión entre compresiones.

Algunos compresores grandes tienen varias etapas de compresión con enfriamiento intermedio entre etapas. El uso de la compresión multietapa con interenfriamiento en una planta de energía de turbina de gas aumenta el trabajo neto producido debido a la reducción en el trabajo del compresor. La compresión interenfriada da como resultado una temperatura reducida al final de la compresión final. El diagrama TS para el ciclo de turbina de gas con interenfriamiento muestra que en la ausencia de interenfriamiento dentro de los mismos límites de presión, el estado al final de la compresión sería 2', mientras que con el interenfriamiento perfecto, este estado es 4, es decir, $T_2' > T_4$. La temperatura reducida en la salida del compresor conduce a un requerimiento de calor adicional en la cámara de combustión, es decir, se debe quemar más cantidad de combustible para alcanzar cierta temperatura de entrada de la turbina en comparación con el ciclo simple sin interenfriamiento. Por lo tanto, la eficiencia térmica del ciclo interenfriado puede no aumentar con el enfriamiento debido al aumento simultáneo en el requisito de adición de calor. La temperatura más baja en la salida del compresor aumenta el potencial de regeneración, de modo que cuando se utiliza el enfriamiento intermedio junto con la regeneración, puede

producirse un aumento apreciable de la eficiencia térmica.

La producción de trabajo neto es

$$W_{\text{neto}} = m[(h_5 - h_6) - (h_4 - h_3) - (h_2 - h_1)]$$

y la eficiencia térmica del ciclo

$$\eta_{\text{inter,enf}} = \frac{[(h_5 - h_6) - (h_4 - h_3) - (h_2 - h_1)]}{(h_5 - h_4)} \quad (2.16)$$

2.16. Ciclo de Turbina de Gas con Recalentamiento y Regeneración

Durante la discusión del ciclo de recalentamiento, se observa que debido al escape más caliente de la turbina de gas, existe la posibilidad de mejorar el rendimiento con la regeneración. La **Figura 2.28** proporciona una representación esquemática para el ciclo de la turbina de gas con recalentamiento y regeneración.

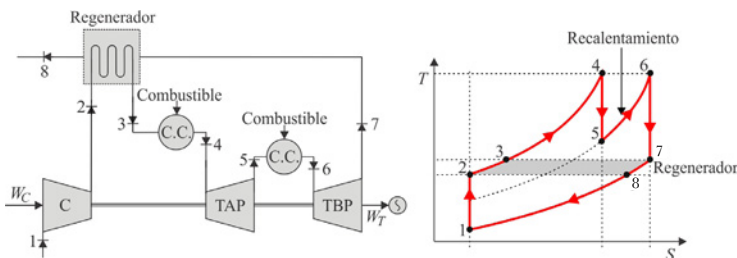


Figura 2.28. Ciclo con recalentamiento y regeneración, y su diagrama TS.

Aquí, la reducción de la eficiencia térmica debida al recalentamiento se supera mediante la adición de la regeneración. La mayor temperatura de los gases de escape de la turbina de gas se utiliza completamente en el regenerador (intercambiador de calor). El calor adicional suministrado para el recalentamiento con el fin de aumentar el rendimiento del trabajo se complementa en cierta medida con un regenerador. Se ve que en este tipo de combustión se incrementa la eficiencia térmica. El trabajo neto de salida es

$$W_{\text{neto}} = m[(h_6 - h_7) + (h_4 - h_5) - (h_2 - h_1)]$$

el calor agregado

$$Q_{ent} = m[(h_4 - h_3) + (h_6 - h_5)]$$

y la eficiencia térmica del ciclo resulta

$$\eta_{\text{recal,regen}} = \frac{[(h_6 - h_7) + (h_4 - h_5) - (h_2 - h_1)]}{[(h_4 - h_3) + (h_6 - h_5)]} \quad (2.17)$$

2.17. Ciclo de Turbina de Gas con Recalentamiento y Enfriamiento Intermedio

La disposición esquemática para el ciclo de la turbina de gas con recalentamiento durante la expansión y enfriamiento intermedio durante la compresión se muestra en la **Figura 2.29** junto con el diagrama TS. Aquí, el recalentamiento y el enfriamiento intermedio ofrecen un aumento apreciable en el trabajo específico, pero la eficiencia térmica se deteriora a medida que el recalentamiento y el enfriamiento intermedio tienen un requisito de calor adicional. Aunque debido a la mayor temperatura el gas de escape de la turbina ofrece potencial de regeneración.

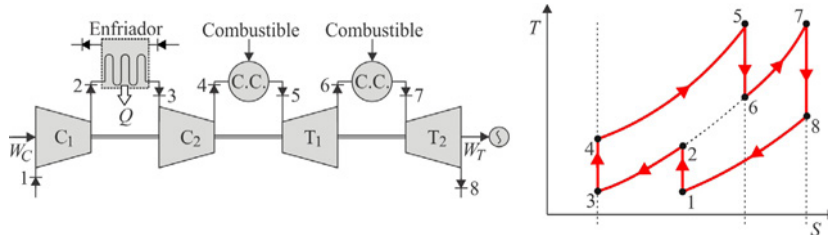


Figura 2.29. Ciclo con recalentamiento y enfriamiento intermedio.

El análisis del ciclo del aire estándar para este arreglo da el trabajo neto como

$$W_{\text{neto}} = m[(h_5 - h_6) + (h_7 - h_8) - (h_4 - h_3) - (h_2 - h_1)]$$

y el calor agregado

$$Q_{ent} = m[(h_5 - h_4) + (h_7 - h_6)]$$

por lo tanto, la eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{\text{ciclo}} = \frac{[(h_5 - h_6) + (h_7 - h_8) - (h_4 - h_3) - (h_2 - h_1)]}{[(h_5 - h_4) + (h_7 - h_6)]} \quad (2.18)$$

2.18. Ciclo de Turbina de Gas con Regeneración, Recalentamiento y Enfriamiento Intermedio

La turbina de gas regenerativa (T_2) que emplea el recalentamiento durante la expansión y el enfriamiento intermedio durante la compresión como se considera aquí, se muestra en la **Figura 2.30**. Esta combinación ofrece un aumento considerable en la producción neta de trabajo y la eficiencia térmica.

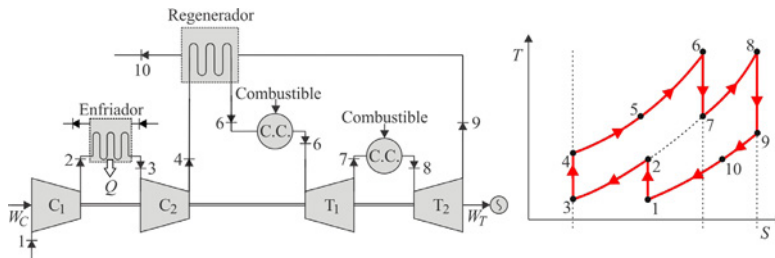


Figura 2.30. Ciclo con regeneración, recalentamiento e interenfriamiento.

Basado en las consideraciones del ciclo de aire estándar, el análisis termodinámico proporciona el trabajo neto de salida como

$$W_{\text{neto}} = m[(h_6 - h_7) + (h_8 - h_9) - (h_4 - h_3) - (h_2 - h_1)]$$

y el calor agregado

$$Q_{\text{ent}} = m[(h_6 - h_5) + (h_8 - h_7)]$$

por lo tanto, la eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{\text{ciclo}} = \frac{[(h_6 - h_7) + (h_8 - h_9) - (h_4 - h_3) - (h_2 - h_1)]}{[(h_6 - h_5) + (h_8 - h_7)]} \quad (2.19)$$

CAPÍTULO III: CICLOS DE POTENCIA DE VAPOR

Los ciclos termodinámicos que se utilizan en dispositivos que producen energía se denominan ciclos de energía. La producción de energía se puede obtener utilizando un fluido de trabajo, ya sea en forma de vapor o en forma gaseosa. Cuando el vapor es el fluido de trabajo, se denominan ciclos de potencia de vapor, mientras que en el caso de que el fluido de trabajo sea gas, se denominan ciclos de potencia de gas. Así, los ciclos de potencia serán de dos tipos:

- a) Ciclo de potencia de vapor.
- b) Ciclo de potencia de gas.

Los ciclos de potencia de vapor pueden clasificarse adicionalmente como:

- 1) Ciclo de Carnot.
- 2) Ciclo de Rankine.
- 3) Ciclo con sobrecalentamiento.
- 4) Ciclo con recalentamiento.
- 5) Ciclo con regeneración.

3.1. Parámetros de Rendimiento

A continuación se describen algunos de los parámetros de rendimiento comúnmente utilizados en el análisis de estos ciclos.

Eficiencia térmica: la eficiencia térmica η_t es el parámetro que indica la medida del porcentaje de conversión entre la energía de entrada Q_{ent} al dispositivo y la salida de trabajo neto W_{neto} producido por el dispositivo en un ciclo. Esta se expresa como

$$\eta_t = \frac{|W_{neto}|}{Q_{ent}} = \frac{|\dot{W}_{neto}|}{\dot{Q}_{ent}}$$

Tasa de calor o consumo térmico unitario CTU: la tasa de calor se refiere a la cantidad de energía agregada por transferencia de calor al ciclo para la producción unitaria de trabajo neto. Generalmente, la energía agregada puede estar en [kJ], la unidad de salida de trabajo neto en [kWh] y la unidad de rapidez de calor puede estar en [kJ/kWh]. Es el inverso de la eficiencia térmica.

$$CTU = \frac{3600}{\eta_t}$$

Relación de trabajo de retorno: la relación de trabajo de retorno se define como la relación entre la entrada de trabajo de la bomba (trabajo positivo) y el trabajo producido por la turbina (trabajo negativo). Se expresa como

$$RTR = \frac{W_{\text{bomba}}}{|W_{\text{turbina}}|} = \frac{\dot{W}_{\text{bomba}}}{|\dot{W}_{\text{turbina}}|}$$

En general, la relación de trabajo de retorno es menor que uno y, como diseñador, se puede estar interesado en desarrollar un ciclo que tenga la relación de trabajo más pequeña posible. La relación de trabajo de retorno más pequeña indica un trabajo de bomba más pequeño y/o un trabajo de turbina más grande.

Razón de trabajo: se refiere a la relación entre trabajo neto y trabajo de la turbina.

$$RT = \frac{W_{\text{neto}}}{W_{\text{turbina}}} = \frac{\dot{W}_{\text{neto}}}{\dot{W}_{\text{turbina}}}$$

Flujo de vapor: es la cantidad de vapor en [kg/s] que circula por la turbina

$$\dot{m}_{\text{vap}} = \frac{\dot{W}_{\text{turbina}}}{w_{\text{turbina}}}$$

Flujo de combustible:

$$\dot{m}_{\text{comb}} = \frac{\dot{m}_{\text{vap}} q_{\text{ent}}}{PCI}$$

Consumo específico de vapor CEV: indica el requerimiento de vapor por unidad de potencia de salida. Generalmente se da en [kg/kWh] y tiene un valor numérico de 3 kg/kWh a 5 kg/kWh.

$$CEV = \frac{3600}{|W_{\text{neto}}|}$$

Consumo específico de combustible CEC:

$$CEC = \frac{3600 \dot{m}_{\text{comb}}}{|\dot{W}_{\text{neto}}|}$$

Régimen térmico RTER:

$$RTER = \frac{\dot{m}_{\text{comb}} PCS}{|\dot{W}_{\text{neto}}|}$$

3.2. Ciclo de Carnot

El ciclo de Carnot ya se ha definido anteriormente como un ciclo ideal con la mayor eficiencia termodinámica. Se usa el ciclo de Carnot con vapor como fluido de trabajo para obtener un trabajo negativo, véase **Figura 3.1**. El arreglo propuesto para el ciclo de Carnot es el siguiente:

- 1) 1–2 Bombeo o compresión adiabática reversible en la bomba de agua de alimentación,
- 2) 2–3 Adición de calor isotérmica reversible en la caldera,
- 3) 3–4 Expansión adiabática reversible en turbina de vapor,
- 4) 4–1 Rechazo de calor isotérmico reversible en el condensador.

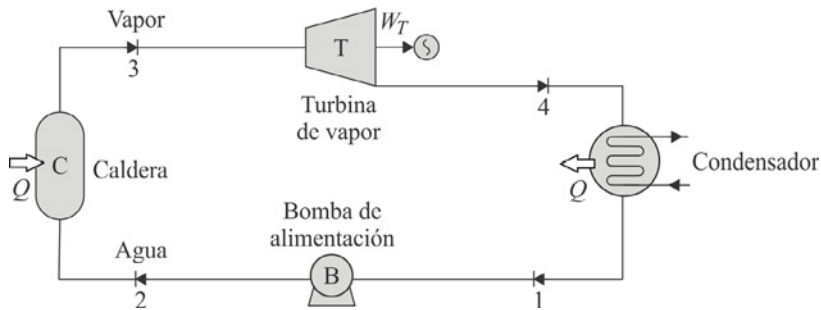


Figura 3.1. Disposición para el ciclo de Carnot.

Para lograr los procesos de adición y rechazo de calor isotérmico, el ciclo de vapor de Carnot debe operar dentro del domo de vapor. El diagrama de Ts de un ciclo de Carnot que opera dentro del domo de vapor se muestra en la **Figura 3.2**. El agua saturada en el estado 2 se evapora isotérmicamente al estado 3, donde es vapor saturado. El vapor ingresa a una turbina en el estado 3 y se expande isentrópicamente, produciendo trabajo, hasta que se alcanza el estado 4. La mezcla líquido–vapor se condensa parcialmente isotérmicamente hasta que se alcance el estado 1. En el estado 1, una bomba comprime isentrópicamente la mezcla líquido–vapor al estado 2.

La aplicación de la primera y la segunda leyes de la termodinámica al sistema abierto de cada uno de los cuatro procesos del ciclo de Carnot se resume en la **Tabla 3.1**.

Del diagrama Ts en la **Figura 3.2**, del ciclo de Carnot, los cuatro procesos que componen este ciclo son reversibles y por lo tanto el área bajo cada curva del proceso

representa la transferencia de calor para ese proceso. El calor se transfiere al sistema durante el proceso 2-3 y se rechaza durante el proceso 4-1

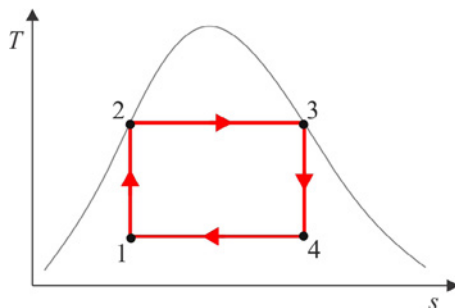


Figura 3.2. El ciclo de Carnot en el diagrama Ts.

Tabla 3.1. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Carnot.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Bombeo Isentrópico $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_{2s} - h_1$ $h_1 = h_{f a P_1}$ $+ x_1 (h_{g a P_1} - h_{f a P_1})$ $h_{2s} = h_{f a P_2}$	$w_{12} = \Delta h$ $q_{12} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_2 = s_{f a P_2} = s_1$ $x_1 = \frac{s_{f a P_2} - s_{f a P_1}}{s_{g a P_1} - s_{f a P_1}}$
2-3 Adición de calor Isotérmica $T_2 = T_3$	$\Delta h = h_3 - h_{2s}$ $h_3 = h_{g a P_2}$	$w_{23} = 0$ $q_{23} = \Delta h$ $= T_2 (s_3 - s_2)$	$\Delta s = \frac{q_{23}}{T_2}$ $s_3 = s_{g a P_2}$
3-4 Expansión Isentrópica $s_3 = s_4$	$\Delta h = h_{4s} - h_3$ $h_{4s} = h_{f a P_1}$ $+ x_{4s} (h_{g a P_1} - h_{f a P_1})$	$w_{34} = \Delta h$ $q_{34} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_4 = s_{g a P_2} = s_3$ $x_{4s} = \frac{s_{g a P_2} - s_{f a P_1}}{s_{g a P_1} - s_{f a P_1}}$
4-1 Rechazo de Calor Isotérmico $T_4 = T_1$	$\Delta h = h_1 - h_{4s}$	$w_{41} = 0$ $q_{41} = \Delta h$ $= T_1 (s_1 - s_4)$	$\Delta s = \frac{q_{41}}{T_1}$

Las cantidades de entrada y salida de calor para el ciclo pueden expresarse como

$$q_{23} = T_2 (s_3 - s_2) \quad \text{y} \quad q_{41} = T_1 (s_1 - s_4) = -T_1 (s_4 - s_3) = -T_1 (s_3 - s_2)$$

El trabajo neto w_{neto} , que también es igual al calor neto q_{neto} , es

$$w_{neto} = -q_{neto} = -(q_{23} + q_{41})$$

La eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{t,Carnot} = \frac{|w_{neto}|}{q_{ent}} = \frac{q_{23} + q_{41}}{q_{23}} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{T_B}{T_A}$$

por lo tanto

$$\eta_{t,Carnot} = 1 - \frac{T_B}{T_A} = 1 - \frac{1}{\tau} \quad (3.1)$$

donde $\tau = T_A/T_B$. La **Figura 3.3** muestra la eficiencia térmica del ciclo de Carnot en función de la relación de temperaturas del ciclo. Observe que la eficiencia de Carnot es independiente del tipo de fluido de trabajo utilizado (un gas ideal, vapor, refrigerante, etc.) o de si el ciclo es realizado en un sistema cerrado o en un sistema de flujo estacionario.

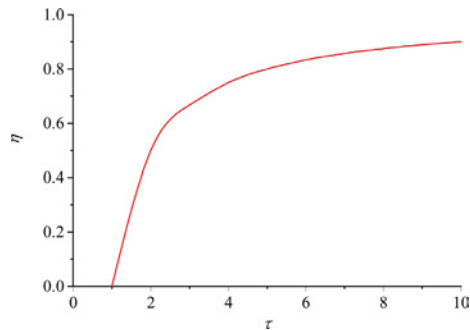


Figura 3.3. Eficiencia de Carnot en función de la relación de temperaturas τ .

Aunque el ciclo de Carnot tiene la mayor eficiencia térmica para valores dados de T_1 (o T_B) y T_2 (o T_A) y es simple termodinámicamente, es extremadamente difícil de operar en la práctica debido a las siguientes razones:

- 1) Es difícil comprimir vapor húmedo isentrópicamente al estado saturado como lo requiere el proceso 1-2.
- 2) Es difícil controlar la calidad del condensado que sale del condensador para que se obtenga exactamente el estado 1.
- 3) La eficiencia del ciclo de Carnot se ve afectada en gran medida por

la temperatura T_2 a la que se transfiere el calor al fluido de trabajo. Debido a que la temperatura crítica para el vapor es tan solo de 374°C , por lo tanto, si el ciclo se va a operar en la región húmeda, la temperatura máxima posible está severamente limitada.

- 4) El ciclo es aún más difícil de operar en la práctica con vapor sobrecalentado debido a la necesidad de suministrar el sobrecalentamiento a temperatura constante en lugar de presión constante como es habitual.

3.3. Ciclo de Rankine Básico

El fluido de trabajo se condensa y vaporiza alternativamente para los ciclos de vapor. Cuando un fluido de trabajo permanece en la región de saturación a presión constante, su temperatura también es constante. Por lo tanto, la condensación o la evaporación de un fluido en un intercambiador de calor es un proceso que se aproxima mucho a los procesos de transferencia de calor isotérmico del ciclo de Carnot. Debido a este hecho, los ciclos de vapor se aproximan mucho al comportamiento del ciclo de Carnot. Así, en general, tienden a desempeñarse de manera eficiente.

El ciclo Rankine es un ciclo de Carnot modificado para superar las dificultades con el ciclo de Carnot cuando el fluido de trabajo es vapor. En el ciclo Rankine, los procesos de calentamiento y enfriamiento se producen a presión constante. La **Figura 3.4** muestra los dispositivos utilizados en un ciclo Rankine básico, y la **Figura 3.5** es el diagrama Ts del ciclo de Rankine básico.

3.3.1. Ciclo básico de Rankine con vapor saturado

El ciclo básico de Rankine con vapor saturado se compone de los siguientes cuatro procesos:

- 1) 1-2 compresión isentrópica
- 2) 2-3 adición de calor isobárico
- 3) 3-4 expansión isentrópica
- 4) 4-1 eliminación de calor isobárico

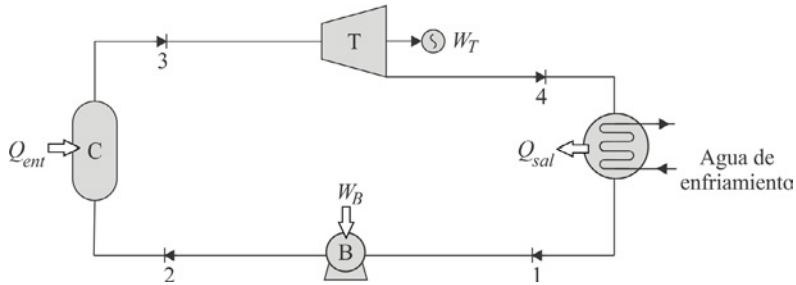


Figura 3.4. Dispositivos utilizados en un ciclo de Rankine básico.

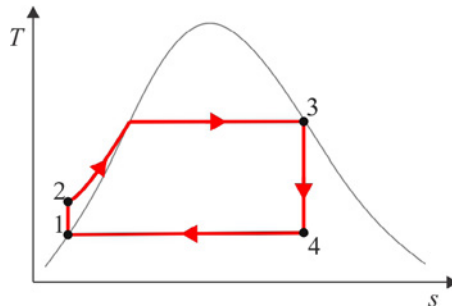


Figura 3.5. Ciclo de Rankine básico con vapor saturado en el diagrama Ts.

La aplicación de la primera y la segunda leyes de la termodinámica al sistema abierto de cada uno de los cuatro procesos del ciclo de Rankine se resume en la **Tabla 3.2**.

Tabla 3.2. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Bombeo Isentrópico $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_{2s} - h_1$ $h_1 = h_f a P_1$ $h_{2s} \approx h_f a T_1$ $+ v_f a T_1 (P_2 - P_1)$	$w_{12} = \Delta h$ $= v_f \Delta P$ $q_{12} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_1 = s_f a P_1 = s_2$
2-3 Adición de calor Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta h = h_3 - h_{2s}$ $h_3 = h_g a P_2$	$w_{23} = 0$ $q_{23} = \Delta h$	$\Delta s = s_3 - s_2$ $s_3 = s_g a P_2$

Tabla 3.2. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine (*continuación*).

3-4 Expansión Isentrópica $s_3 = s_4$	$\Delta h = h_{4s} - h_3$ $h_{4s} = h_{f a P_1} + x_{4s} (h_{g a P_1} - h_{f a P_1})$	$w_{34} = \Delta h$ $q_{34} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_4 = s_{g a P_2} = s_3$ $x_{4s} = \frac{s_{g a P_2} - s_{f a P_1}}{s_{g a P_1} - s_{f a P_1}}$
4-1 Rechazo de Calor Isobárico $P_4 = P_1$ $T_4 = T_1$	$\Delta h = h_1 - h_{4s}$	$w_{41} = 0$ $q_{41} = \Delta h$ $= T_1 (s_1 - s_4)$	$\Delta s = \frac{q_{41}}{T_1}$

El trabajo neto w_{neto} es

$$w_{\text{neto}} = w_{\text{turbina}} - w_{\text{bomba}}$$

La eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{\text{Rankine}} = \frac{|w_{\text{neto}}|}{q_{\text{ent}}} = \frac{(h_3 - h_{4s}) - (h_{2s} - h_1)}{(h_3 - h_{2s})} \approx \frac{(h_3 - h_{4s}) - v_{f a T_1} (P_2 - P_1)}{(h_3 - h_{2s})}$$

por lo tanto

$$\eta_{\text{Rankine}} \approx \frac{(h_3 - h_{4s})}{(h_3 - h_{2s})} \quad (3.2)$$

Observaciones:

- 1) La eficiencia del ciclo frente a la presión de la caldera demuestra que al aumentar la presión de la caldera aumenta la temperatura de la caldera. Esto eleva la temperatura promedio a la que se agrega el calor al vapor y, por lo tanto, aumenta la eficiencia del ciclo. Las presiones de operación de las calderas han aumentado a lo largo de los años hasta 30 MPa en la actualidad.
- 2) La eficiencia del ciclo frente a la presión del condensador demuestra que la disminución de la presión del condensador disminuye la temperatura del condensador. Esto disminuye la temperatura promedio a la cual se elimina el calor a los alrededores y, por lo tanto, aumenta la eficiencia del ciclo. Las presiones de operación de los condensadores han disminuido a lo largo de los años a 5 kPa en la actualidad.

- 3) El efecto de aumentar la presión de la caldera sobre la calidad del vapor a la salida de la turbina se puede ver comparando los dos casos. Cuanto mayor sea la presión de la caldera, mayor será el contenido de humedad (o menor será la calidad) a la salida de la turbina. El vapor con calidades inferiores al 90 por ciento, a la salida de la turbina, no se puede tolerar en la operación de las centrales de vapor Rankine reales. Para aumentar la calidad del vapor a la salida de la turbina, se utilizan el sobrecalentamiento y el recalentamiento.

3.3.2. Ciclo básico de Rankine con vapor sobrecalentado

El ciclo básico de Rankine con vapor sobrecalentado se compone de los mismos cuatro procesos del caso anterior, las **Figuras 3.6**, y **3.7** son la representación esquemática y el diagrama Ts del ciclo de Rankine básico con sobrecalentamiento, respectivamente.

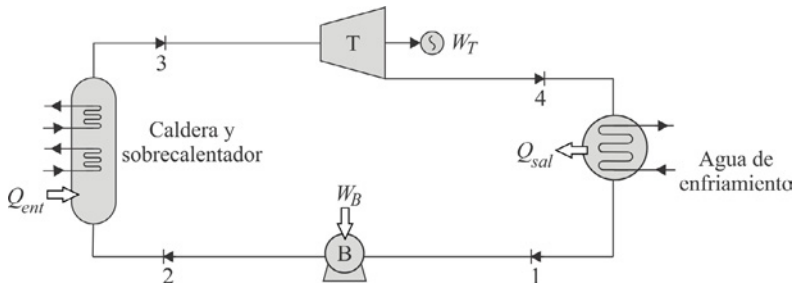


Figura 3.6. Ciclo de Rankine con sobrecalentamiento.

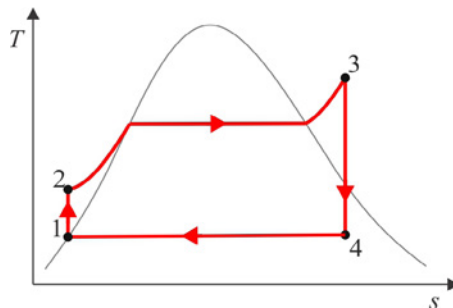


Figura 3.7. Ciclo de Rankine con vapor sobrecalentado en el diagrama Ts.

La aplicación de la primera y la segunda leyes de la termodinámica al sistema abierto de cada uno de los cuatro procesos del ciclo de Rankine sobrecalentado se resume en la **Tabla 3.3**.

El trabajo neto w_{neto} es

$$w_{\text{neto}} = -(q_{23} + q_{41})$$

La eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{R,\text{sobrecal}} = \frac{|w_{\text{neto}}|}{q_{\text{ent}}} = \frac{(h_3 - h_{2s}) - (h_{4s} - h_1)}{(h_3 - h_{2s})}$$

por lo tanto

$$\eta_{R,\text{sobrecal}} = 1 - \frac{(h_{4s} - h_1)}{(h_3 - h_{2s})} \quad (3.3)$$

Tabla 3.3. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine sobrecalentado.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Bombeo Isentrópico $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_{2s} - h_1$ $h_1 = h_{f a P_1}$ $h_{2s} \approx h_{f a T_1}$ $+ v_{f a T_1} (P_2 - P_1)$	$w_{12} = \Delta h$ $= v_f \Delta P$ $q_{12} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_1 = s_{f a P_1} = s_2$
2-3 Adición de calor Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta h = h_3 - h_{2s}$ $h_3 = h(T_3, P_2)$	$w_{23} = 0$ $q_{23} = \Delta h$	$\Delta s = s_3 - s_2$ $s_3 = s(T_3, P_2)$
3-4 Expansión Isentrópica $s_3 = s_4$	$\Delta h = h_{4s} - h_3$ $h_{4s} = h_{f a P_1}$ $+ x_{4s} (h_{g a P_1} - h_{f a P_1})$	$w_{34} = \Delta h$ $q_{34} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_4 = s_3$ $x_{4s} = \frac{s_3 - s_{f a P_1}}{s_{g a P_1} - s_{f a P_1}}$
4-1 Rechazo de Calor Isobárico $P_4 = P_1$ $T_4 = T_1$	$\Delta h = h_1 - h_{4s}$	$w_{41} = 0$ $q_{41} = \Delta h$ $= T_1 (s_1 - s_4)$	$\Delta s = \frac{q_{41}}{T_1}$

Observaciones: De la eficiencia del ciclo frente a la temperatura de sobrecalentamiento, se observa que cuánto más alta es la temperatura de sobrecalentamiento, mayor es la eficiencia del ciclo. Sin embargo, la temperatura de sobrecalentamiento está limitada debido a consideraciones metalúrgicas. Actualmente, la temperatura máxima de sobrecalentamiento de operación es de 620°C.

3.4. Ciclo de Rankine con Recalentamiento

El esquema del ciclo de recalentamiento es el que se muestra en la **Figura 3.8**. El

ciclo de recalentamiento se basa en el simple hecho de lograr una alta eficiencia con una mayor presión en la caldera y, sin embargo, evitar la baja calidad del vapor en el escape de la turbina.

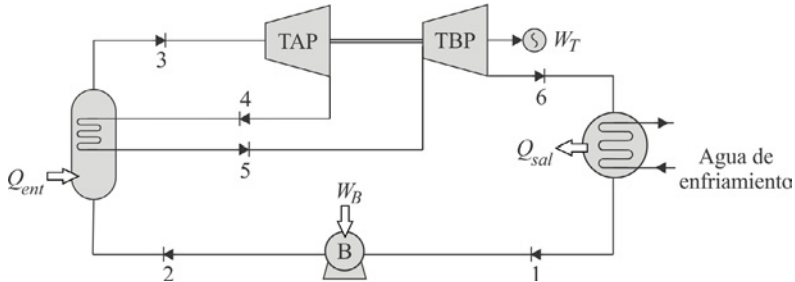


Figura 3.8. Ciclo de Rankine con recalentamiento.

Aquí, el vapor generado en la caldera se suministra a la turbina de vapor de alta presión en el estado 3 y se expande hasta el estado 4. Este vapor se envía a la caldera para que se recaliente de manera que su temperatura aumente, normalmente esta temperatura después del recalentamiento puede ser igual a la temperatura en la entrada de la turbina de vapor de alta presión. El vapor después del recalentamiento se suministra a la turbina de vapor de baja presión en el estado 5. El vapor ahora se expande hasta la presión de escape, es decir, estado 6. Posteriormente, el vapor expandido se envía al condensador y el condensado en el estado 1 se bombea nuevamente a la caldera utilizando la bomba de alimentación en el estado 2. Por lo tanto, es posible aprovechar la alta presión de vapor en la entrada de la turbina, ya que el problema de que el vapor se humedezca excesivamente con el aumento de la presión de vapor podría ser regulado recalentándolo durante la expansión. La expansión ocurre en dos etapas, una que comienza a alta presión y otra que ocurre a baja presión con recalentamiento intermedio. La principal ventaja del recalentamiento es aumentar la calidad del vapor en el escape de la turbina.

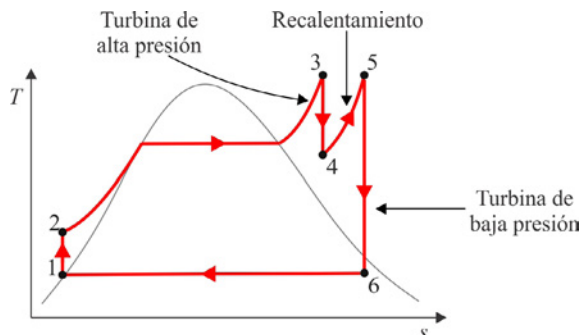


Figura 3.9. Ciclo de Rankine con vapor recalentado en el diagrama Ts.

El diagrama **Ts** del ciclo Rankine con recalentamiento se muestra en la **Figura 3.9**, y se compone de los siguientes seis procesos:

- 1) 1-2 compresión isentrópica,
- 2) 2-3 adición de calor isobárico,
- 3) 3-4 expansión isentrópica,
- 4) 4-5 adición de calor isobárico,
- 5) 5-6 expansión isentrópica,
- 6) 6-1 eliminación de calor isobárico.

El trabajo neto w_{neto} es

$$w_{\text{neto}} = -(h_3 - h_{4s}) - (h_5 - h_{6s}) + v_{f,R1} (P_2 - P_1)$$

La eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{R,\text{recal}} = \frac{|w_{\text{neto}}|}{q_{\text{ent}}} = \frac{(h_3 - h_{4s}) + (h_5 - h_{6s}) - v_{f,R1} (P_2 - P_1)}{(h_3 - h_{2s}) + (h_5 - h_{4s})}$$

por lo tanto

$$\eta_{R,\text{recal}} \approx \frac{(h_3 - h_{4s}) + (h_5 - h_{6s})}{(h_3 - h_{2s}) + (h_5 - h_{4s})} \quad (3.4)$$

Tabla 3.4. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine recalentado.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Bombeo Isentrópico $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_{2s} - h_1$ $h_1 = h_{f a R1}$ $h_{2s} \approx h_{f a T1}$ $+ v_{f a T1} (P_2 - P_1)$	$w_{12} = \Delta h$ $= v_f \Delta P$ $q_{12} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_1 = s_{f a R1} = s_2$
2-3 Adición de calor Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta h = h_3 - h_{2s}$ $h_3 = h(T_3, P_2)$	$w_{23} = 0$ $q_{23} = \Delta h$	$\Delta s = s_3 - s_2$ $s_3 = s(T_3, P_2)$

Tabla 3.4. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine recalentado (continuación).

<p>3-4 Expansión Isentrópica</p> <p>$s_3 = s_4$</p>	$\Delta h = h_{4s} - h_3$ $h_{4s} = h(T_4, P_4) \text{ o}$ $h_{4s} = h_{g a P_4} \text{ o}$ $h_{4s} = h_{f a P_4} + x_{4s} (h_{g a P_4} - h_{f a P_4})$	$w_{34} = \Delta h$ $q_{34} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_4 = s_3 \text{ o}$ $s_4 = s_{g a P_4} \text{ o}$ $x_{4s} = \frac{s_3 - s_{f a P_4}}{s_{g a P_4} - s_{f a P_4}}$
<p>4-5 Adición de calor Isobárico</p> <p>$P_4 = P_5$</p>	$\Delta h = h_3 - h_{2s}$ $h_5 = h(T_5, P_4)$	$w_{45} = 0$ $q_{45} = \Delta h$	$\Delta s = s_3 - s_2$ $s_5 = s(T_5, P_4)$
<p>5-6 Expansión Isentrópica</p> <p>$s_5 = s_6$</p>	$\Delta h = h_5 - h_{6s}$ $h_{6s} = h_{f a P_1} + x_{6s} (h_{g a P_1} - h_{f a P_1})$	$w_{56} = \Delta h$ $q_{56} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_6 = s_5$ $x_{6s} = \frac{s_5 - s_{f a P_1}}{s_{g a P_1} - s_{f a P_1}}$
<p>6-1 Rechazo de Calor Isobárico</p> <p>$P_6 = P_1$ $T_6 = T_1$</p>	$\Delta h = h_1 - h_{6s}$	$w_{61} = 0$ $q_{61} = \Delta h$ $= T_1 (s_1 - s_6)$	$\Delta s = \frac{q_{61}}{T_1}$

La aplicación de la primera y la segunda leyes de la termodinámica al sistema abierto de cada uno de los seis procesos del ciclo de Rankine recalentado se resume en la **Tabla 3.4.**

Observaciones: El único propósito del ciclo de recalentamiento es reducir el contenido de humedad del vapor en la etapa final del proceso de expansión de la turbina. A mayor proceso de recalentamiento, mayor es la calidad del vapor en la salida de la turbina de la última etapa. La temperatura de recalentamiento suele ser muy cercana o igual a la temperatura de entrada de la turbina. La presión óptima de recalentamiento es alrededor de un cuarto de la presión máxima del ciclo.

3.5 .Ciclo de Rankine con Regeneración

La eficiencia térmica del ciclo de Rankine se puede aumentar mediante el uso de intercambio de calor regenerativo, como se muestra en la **Figura 3.10.**

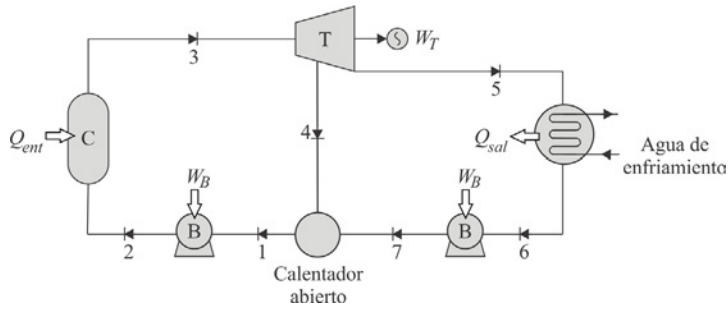


Figura 3.10. Ciclo de Rankine regenerativo con calentador abierto.

En el ciclo de regeneración, una porción del vapor parcialmente expandido se extrae entre las turbinas de alta y baja presión. El vapor se utiliza para precalentar el líquido condensado antes de volver a la caldera. De esta manera, se reduce la cantidad de calor agregado a las bajas temperaturas. Por lo tanto, la temperatura media efectiva de la adición de calor aumenta y la eficiencia del ciclo aumenta. En el caso de un ciclo de Rankine regenerativo ideal, el mejor resultado se obtiene calentando el agua de alimentación a una temperatura igual a la temperatura de saturación correspondiente a la presión de la caldera. Para llevar a cabo el proceso de regeneración ideal, el intercambiador de calor regenerativo se llama calentador de agua de alimentación. El diagrama de Ts del ciclo de Rankine regenerativo ideal se muestra en la **Figura 3.11**.

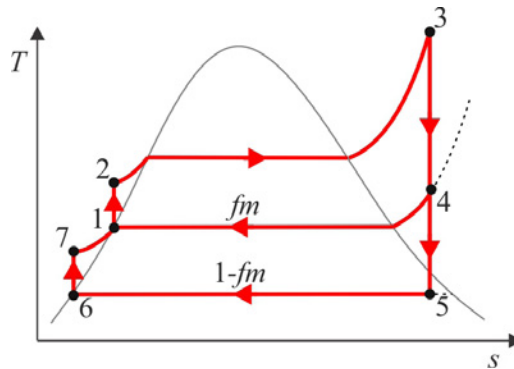


Figura 3.11. Ciclo de Rankine regenerativo con calentador abierto en el diagrama Ts.

El ciclo Rankine con regeneración se compone de los siguientes siete procesos:

- 1) 1-2 compresión isentrópica
- 2) 2-3 adición de calor isobárico
- 3) 3-4 expansión isentrópica

- 4) 4-5 expansión isentrópica
- 5) 5-6 eliminación de calor isobárico
- 6) 6-7 compresión isentrópica
- 7) 7-1 adición de calor isobárico

La aplicación de la primera y la segunda leyes de la termodinámica al sistema abierto de cada uno de los siete procesos del ciclo de Rankine regenerativo se resume en la **Tabla 3.5**.

Tabla 3.5. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine regenerativo.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Bombeo Isentrópico $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_{2s} - h_1$ $h_1 = h_{f a P_1}$ $h_{2s} \approx h_{f a T_1}$ $+ v_{f a T_1} (P_2 - P_1)$	$w_{12} = \Delta h$ $= v_f \Delta P$ $q_{12} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_1 = s_{f a P_1} = s_2$
2-3 Adición de calor Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta h = h_3 - h_{2s}$ $h_3 = h(T_3, P_2)$	$w_{23} = 0$ $q_{23} = \Delta h$	$\Delta s = s_3 - s_2$ $s_3 = s(T_3, P_2)$
3-4 Expansión Isentrópica $s_3 = s_4$	$\Delta h = h_{4s} - h_3$ $h_{4s} = h(T_4, P_4) \circ$ $h_{4s} = h_{g a P_4} \circ$ $h_{4s} = h_{f a P_4}$ $+ x_{4s} (h_{g a P_4} - h_{f a P_4})$	$w_{34} = \Delta h$ $q_{34} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_4 = s_3 \circ$ $s_4 = s_{g a P_4} \circ$ $x_{4s} = \frac{s_3 - s_{f a P_4}}{s_{g a P_4} - s_{f a P_4}}$
4-5 Expansión Isentrópica $s_4 = s_5$	$\Delta h = h_{5s} - h_{4s}$ $h_{5s} = h_{f a P_5}$ $+ x_{5s} (h_{g a P_5} - h_{f a P_5})$	$w_{45} = (1 - fm) \Delta h$ $q_{45} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_5 = s_4$ $x_{5s} = \frac{s_4 - s_{f a P_5}}{s_{g a P_5} - s_{f a P_5}}$
5-6 Rechazo de Calor Isobárico $P_5 = P_6$ $T_5 = T_6$	$\Delta h = h_6 - h_{5s}$ $h_6 = h_{f a P_3}$	$w_{56} = 0$ $q_{56} = (1 - fm) \Delta h$ $= T_5 (s_6 - s_5)$	$\Delta s = \frac{q_{56}}{T_5}$ $s_6 = s_{f a P_3}$

Tabla 3.5. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Rankine regenerativo.
(continuación).

<p>6-7 Bombeo Isentrópico</p> <p>$s_6 = s_7$</p>	$\Delta h = h_{7s} - h_6$ $h_6 = h_{f a P_3}$ $h_{7s} \approx h_{f a T_5}$ $+ v_{f a T_5} (P_1 - P_3)$	$w_{67} = (1 - fm) \Delta h$ $= (1 - fm) v_f \Delta P$ $q_{67} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_{7s} \approx s_{f a T_5}$
<p>7-1 Adición de calor Isobárico</p> <p>$P_7 = P_1$</p>	$\Delta h = h_1 - h_{7s}$	$w_{71} = 0$ $q_{71} = \Delta h$	$\Delta s = s_1 - s_7$

Del balance de energía en el calentador abierto

$$h_1 = fm \cdot h_{4s} + (1 - fm) h_{7s}$$

por lo tanto

$$fm = \frac{h_1 - h_{7s}}{h_{4s} - h_{7s}}$$

El trabajo neto w_{neto} es

$$w_{\text{neto}} = (h_{4s} - h_3) + (1 - fm)(h_{5s} - h_{4s}) -$$

$$(1 - fm)v_{f, P_6} (P_7 - P_6) - v_{f, P_1} (P_2 - P_1)$$

La eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{R, \text{regen}} = \frac{(h_{4s} - h_3) + (1 - fm)(h_{5s} - h_{4s})}{(h_3 - h_{2s}) -$$

$$\frac{(1 - fm)v_{f, P_6} (P_7 - P_6) + v_{f, P_1} (P_2 - P_1)}{(h_3 - h_{2s})}$$

por lo tanto

$$\eta_{R, \text{regen}} \approx \frac{(h_{4s} - h_3) + (1 - fm)(h_{5s} - h_{4s})}{(h_3 - h_{2s})} \quad (3.5)$$

Observaciones:

- 1) De lo anterior, se ve que la eficiencia del ciclo de Rankine regenerativo es mejor que la eficiencia del ciclo de Rankine sin regenerador.

- 2) Supóngase que se utiliza un número infinito de regeneradores, el ciclo regenerativo tendría la misma eficiencia que un ciclo de Carnot que opera entre los mismos límites de temperatura. Esto no es físicamente práctico ya que una gran cantidad de regeneradores no están justificados económicamente. En consecuencia, el número finito de regeneradores es una decisión de diseño. En la práctica, seis o siete regeneradores es el número máximo empleado para las grandes plantas de energía comerciales del ciclo Rankine.

Otra forma de aumentar la eficiencia térmica del ciclo de Rankine, mediante el uso de intercambio de calor regenerativo, se muestra en la **Figura 3.12**.

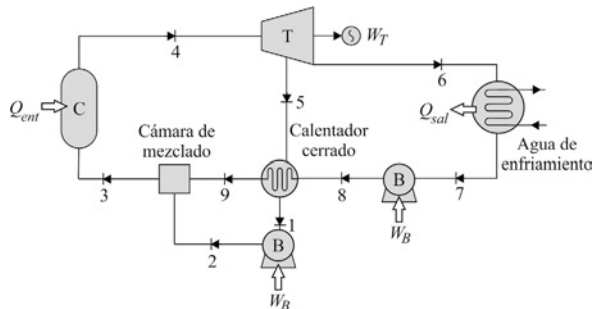


Figura 3.12. Ciclo de Rankine regenerativo con calentador cerrado.

El diagrama de Ts del ciclo de Rankine regenerativo ideal se muestra en la **Figura 3.13**.

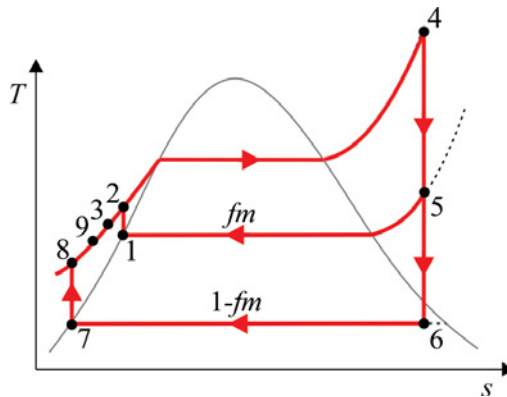


Figura 3.13. Ciclo de Rankine regenerativo con calentador cerrado en el diagrama Ts .

El ciclo Rankine con regeneración se compone de los siguientes ocho procesos:

- 1) 1-2 compresión isentrópica
- 2) 2-3, 9-3 mezclado isobárico

- 3) 3-4 adición de calor isobárico
- 4) 4-5 expansión isentrópica
- 5) 5-6 expansión isentrópica
- 6) 6-7 eliminación de calor isobárico
- 7) 7-8 compresión isentrópica
- 8) 5-1, 8-9 intercambio de calor

La aplicación de la primera y la segunda leyes de la termodinámica al sistema abierto de cada uno de los siete procesos del ciclo de Rankine regenerativo se resume en la **Tabla 3.6**.

Del balance de energía del calentador cerrado

$$fm(h_{5s} - h_1) = (1 - fm)(h_9 - h_8)$$

por lo tanto

$$fm = \frac{h_9 - h_{8s}}{(h_{5s} - h_1) + (h_9 - h_{8s})}$$

El trabajo neto w_{neto} es

$$w_{\text{neto}} = (h_{5s} - h_4) + (1 - fm)(h_{6s} - h_{5s}) - (1 - fm)v_{f,T_7}(P_{8s} - P_7) - fm \cdot v_{f,T_1}(P_2 - P_1)$$

La eficiencia térmica del ciclo es

$$\eta_{R,\text{regen}} \approx \frac{(h_{5s} - h_4) + (1 - fm)(h_{6s} - h_{5s})}{(h_4 - h_3)} \quad (3.6)$$

Tabla 3.6. Análisis termodinámico del ciclo de Rankine regenerativo.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Bombeo Isentrópico $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_{2s} - h_1$ $h_1 = h_{f a R_1}$ $h_{2s} \approx h_{f a T_1}$ $+ v_{f a T_1}(P_2 - P_1)$	$w_{12} = \Delta h$ $= v_f \Delta P$ $q_{12} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_1 = s_{f a R_1} = s_2$

Tabla 3.6. Análisis termodinámico del ciclo de Rankine regenerativo (*continuación*).

2-3, 8-3 Mezclado Isobárico $P_2 = P_3 = P_8$	$h_3 = fm \cdot h_{2s}$ $+ (1 - fm) h_9$	$w = 0$ $q = 0$	
3-4 Adición de calor Isobárico $P_3 = P_4$	$\Delta h = h_4 - h_3$ $h_4 = h(T_4, P_4)$	$w_{34} = 0$ $q_{34} = \Delta h$	$\Delta s = s_4 - s_3$ $s_4 = s(T_4, P_4)$
4-5 Expansión Isentrópica $s_4 = s_5$	$\Delta h = h_{5s} - h_4$ $h_{5s} = h(T_5, P_1) \circ$ $h_{5s} = h_{g a P_1} \circ$ $h_{5s} = h_{f a P_1}$ $+ x_{5s} (h_{g a P_1} - h_{f a P_1})$	$w_{45} = \Delta h$ $q_{45} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_5 = s_4 \circ$ $s_5 = s_{g a P_1} \circ$ $x_{5s} = \frac{s_4 - s_{f a P_1}}{s_{g a P_1} - s_{f a P_1}}$
5-6 Expansión Isentrópica $s_5 = s_6$	$\Delta h = h_{6s} - h_{5s}$ $h_{6s} = h_{f a P_6}$ $+ x_{6s} (h_{g a P_6} - h_{f a P_6})$	$w_{56} = (1 - fm) \Delta h$ $q_{56} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_6 = s_5$ $x_{6s} = \frac{s_5 - s_{f a P_6}}{s_{g a P_6} - s_{f a P_6}}$
6-7 Rechazo de Calor Isobárico $P_6 = P_7$ $T_6 = T_7$	$\Delta h = h_7 - h_{6s}$ $h_7 = h_{f a P_6}$	$w_{67} = 0$ $q_{67} = (1 - fm) \Delta h$ $= T_6 (s_7 - s_6)$	$\Delta s = \frac{q_{67}}{T_6}$ $s_7 = s_{f a P_6}$
7-8 Bombeo Isentrópico $s_7 = s_8$	$\Delta h = h_{8s} - h_7$ $h_{8s} \approx h_{f a T_6}$ $+ v_{f a T_6} (P_8 - P_7)$	$w_{78} = (1 - fm) \Delta h$ $= (1 - fm) v_f \Delta P$ $q_{78} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_{8s} = s_{f a P_6} = s_7$
5-1, 8-9 Intercambio de Calor	$fm (h_{5s} - h_1) =$ $(1 - fm) (h_9 - h_8)$	$w = 0$ $q = 0$	

CAPÍTULO IV: CICLOS DE REFRIGERACIÓN

La refrigeración se refiere al uso de dispositivos mecánicos o dispositivos activados por calor para producir y mantener la temperatura en una región inferior a la del entorno. La refrigeración se define como la ciencia de proporcionar y mantener una temperatura inferior a la de los alrededores como la atmósfera. El equipo usado para remover el calor de manera continua para mantener bajas temperaturas en un espacio se denomina refrigerador y los ciclos en los que opera se denominan ciclos de refrigeración. Los fluidos de trabajo que se usan para transportar el calor se llaman refrigerantes y se usan tanto en refrigeración como en equipos de aire acondicionado. La refrigeración se utiliza ampliamente para aumentar la vida de almacenamiento de los artículos perecederos, especialmente los productos como verduras, frutas, leche, bebidas, enfriamiento de agua, formación de hielo, etc., junto con productos industriales.

La historia del sistema de refrigeración se remonta a 1834, cuando Jacob Perkins obtuvo la primer patente de un sistema de refrigeración de tipo mecánico que utiliza éter como refrigerante, fue la primera refrigeración comercial exitosa. El sistema fue producido en 1857 por James Harrison y D.E. Siebe utilizando éter etílico como refrigerante.

4.1. Parámetro de Rendimiento

El rendimiento del refrigerador viene dado por el coeficiente de operación COP , el COP es la relación entre el efecto de refrigeración y el trabajo neto suministrado al refrigerador (**Figura 4.1**).

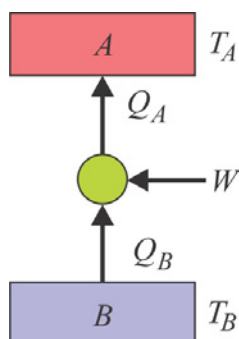


Figura 4.1. Esquema de un refrigerador. Se representan los dos depósitos (caliente A y frío B), el proceso cíclico y los flujos de calor y trabajo.

El *COP* es una cantidad adimensional por lo que las dos cantidades deben tener las mismas unidades.

$$COP \text{ de refrigeración} = \frac{\text{Efecto deseado}}{\text{Trabajo suministrado}}$$

Aquí, el efecto deseado es la eliminación continua de calor a la tasa de Q_B para mantener el cuerpo a una temperatura más baja T_B . El trabajo neto realizado para conseguir este efecto de refrigeración es W_{neto} .

$$COP = \frac{Q_B}{W_{\text{neto}}} = \frac{Q_B}{Q_A - Q_B}$$

El *COP* del refrigerador puede tener cualquier valor, es decir, menor que o mayor que la unidad.

4.2. Unidad de Refrigeración

El efecto de refrigeración es la cantidad de calor extraído por el refrigerador del espacio refrigerado. A mayor capacidad del refrigerador significa que mayor será el efecto de refrigeración. Este efecto de refrigeración está definido por la unidad de refrigeración llamada tonelada de refrigeración. La tonelada como unidad de refrigeración se ha definido en función de la formación de hielo como se describe a continuación.

Una tonelada de refrigeración Ton puede definirse por la cantidad de calor que se elimina de una tonelada de agua a 0°C para formar una tonelada de hielo a la misma temperatura en 24 horas. Por lo tanto, una tonelada de refrigeración cuantifica el calor latente requerido que se retira para la solidificación del agua a 0°C . El calor latente de solidificación del agua a hielo a 0°C = 334.5 kJ/kg.

$$1 \text{ Ton de refrigeración} = \frac{(1000 \text{ kg})(334.5 \text{ kJ/kg})}{24 \text{ horas}} = 3.87 \text{ kJ/s}$$

Generalmente, 1 tonelada se toma como 3.5 kJ/s. Esta desviación de 3.87 kJ/s a 3.5 kJ/s se da porque originalmente la Ton se definió en unidades del sistema inglés y las aproximaciones durante la conversión arrojaron un valor numérico de 3.5 kJ/s que ahora es universalmente aceptado.

4.3. Ciclo de Carnot de Refrigeración

El ciclo de Carnot, que es el ciclo más eficiente e ideal, también se puede utilizar

para obtener el efecto de refrigeración en su inversión. El ciclo de Carnot invertido se muestra en la **Figura 4.2**.

En este caso, el espacio o cuerpo refrigerado debe mantenerse a baja temperatura T_B , por lo que el calor Q_B debe eliminarse a una rapidez constante y rechazarse a los alrededores a alta temperatura T_A . La cantidad de calor rechazado a los alrededores es Q_A , mientras que el trabajo neto realizado en el refrigerador es W .

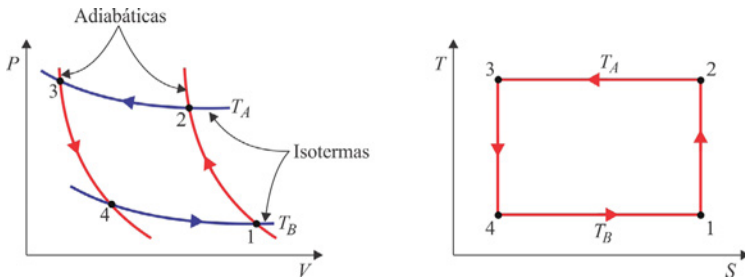


Figura 4.2. El ciclo de Carnot invertido en los diagramas PV y TS.

El ciclo de Carnot invertido consta de los diferentes procesos reversibles y son

- 1) 1-2 Compresión adiabática
- 2) 2-3 Rechazo de calor isotérmico
- 3) 3-4 expansión adiabática
- 4) 4-1 Absorción de calor isotérmica

El efecto de refrigeración se observa durante el proceso 4-1. Para el proceso cíclico, el trabajo neto es

$$W = -Q_{23} - Q_{41} = -T_2(S_3 - S_2) - T_1(S_1 - S_4) = (T_2 - T_1)(S_1 - S_4)$$

y el COP es

$$COP = \frac{Q_{41}}{W} = \frac{T_1(S_1 - S_4)}{(T_2 - T_1)(S_1 - S_4)} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$

por lo tanto

$$COP = \frac{T_1}{T_2 - T_1} = \frac{T_B}{T_A - T_B} = \frac{1}{\tau - 1}$$

donde $\tau = T_A/T_B$. En la **Tabla 4.1** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de Carnot invertido.

Tabla 4.1. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Carnot invertido.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Adiabática $s_1 = s_2$	$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$	$W_{12} = \Delta U$ $= \frac{P_2V_2 - P_1V_1}{k-1}$ $= \frac{mR(T_2 - T_1)}{k-1}$ $Q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$
2-3 Compresión Isotérmica $T_2 = T_3$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{23} = -mRT_{2,3} \ln \frac{V_3}{V_2}$ $= -mRT_{2,3} \ln \frac{P_2}{P_3}$ $Q_{23} = -W_{23}$ $= T_{2,3}(S_3 - S_2)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_3}{V_2}$ $= mR \ln \frac{P_2}{P_3}$ $= (S_3 - S_2)$
3-4 Expansión Adiabática $s_3 = s_4$	$\Delta U = mc_v(T_4 - T_3)$ $\Delta H = mc_p(T_4 - T_3)$	$W_{34} = \Delta U$ $= \frac{P_4V_4 - P_3V_3}{k-1}$ $= \frac{mR(T_4 - T_3)}{k-1}$ $Q_{34} = 0$	$\Delta S = 0$
4-1 Expansión Isotérmica $T_4 = T_1$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$	$W_{41} = -mRT_{4,1} \ln \frac{V_1}{V_4}$ $= -mRT_{4,1} \ln \frac{P_4}{P_1}$ $Q_{41} = -W_{41}$ $= T_{4,1}(S_1 - S_4)$	$\Delta S = mR \ln \frac{V_1}{V_4}$ $= mR \ln \frac{P_4}{P_1}$ $= (S_1 - S_4)$

La **Figura 4.3** muestra el rendimiento térmico del ciclo de Carnot invertido en función de la relación de temperaturas del ciclo.

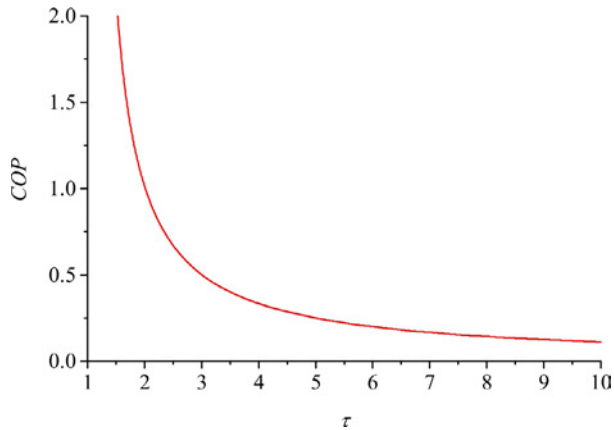


Figura 4.3. *COP* de Carnot invertido en función de la relación de temperaturas τ .

El *COP* del refrigerador depende de los dos valores de temperatura, es decir, de la baja temperatura T_B y la alta temperatura T_A . Para que el valor del *COP* sea alto, la temperatura baja T_B debe ser alta, mientras que la temperatura alta T_A debe ser pequeña. En la práctica, el usuario decide el valor de la temperatura baja, mientras que la temperatura alta generalmente se fija por el valor de la temperatura atmosférica. Por lo tanto, se puede decir que para mantener ciertas temperaturas bajas, el *COP* del refrigerador debe ser mayor durante los días fríos en comparación con los días calurosos. Es decir,

$$COP_{\text{días fríos}} > COP_{\text{días calientes}}$$

porque

$$T_A, \text{ días fríos} < T_A, \text{ días calientes}$$

De manera similar a los ciclos de potencia de Carnot, el ciclo de Carnot invertido para refrigeración no es factible en la práctica. Pero el ciclo proporciona la base para la comparación además de proporcionar el punto de referencia para lograr el máximo *COP*.

4.4. Ciclo de Refrigeración por Aire

Los ciclos de refrigeración que utilizan aire como refrigerante se denominan ciclos de refrigeración por aire. Los ciclos de refrigeración por aire ofrecen una clara ventaja, el refrigerante está disponible en abundancia y sin costo. El ciclo de Bell-Coleman es uno de esos ciclos que se realizan con aire como refrigerante. El ciclo de Bell-

Coleman es una forma modificada del ciclo de Carnot invertido para hacer posible el ciclo. Aquí, la adición y liberación de calor isotérmico se reemplazan por procesos isobáricos, los refrigeradores basados en ciclos de Bell–Coleman son los antiguos sistemas de refrigeración utilizados en los buques de carga. El ciclo de Bell–Coleman es en realidad el ciclo de Brayton invertido. La **Figura 4.4** muestra el esquema del sistema de refrigeración basado en este ciclo, cuenta con compresor, intercambiador de calor, expansor y unidad de refrigeración.

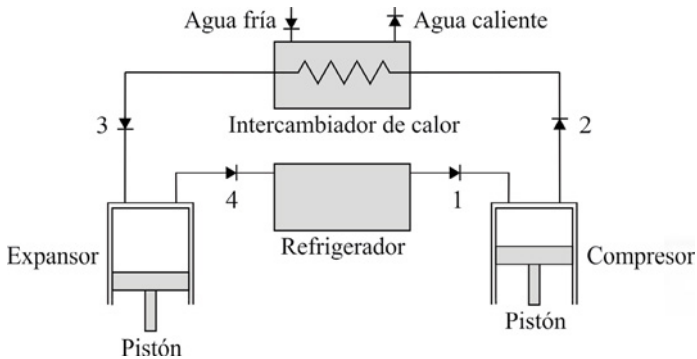


Figura 4.4. Esquema de refrigeración del ciclo Bell–Coleman.

El ciclo de Bell–Coleman, véase **Figura 4.5**, esta compuesto de los procesos siguientes

- 1) 1–2 Compresión adiabática reversible
- 2) 2–3 Rechazo de calor isobárico
- 3) 3–4 Expansión adiabática reversible
- 4) 4–1 Adición de calor isobárico

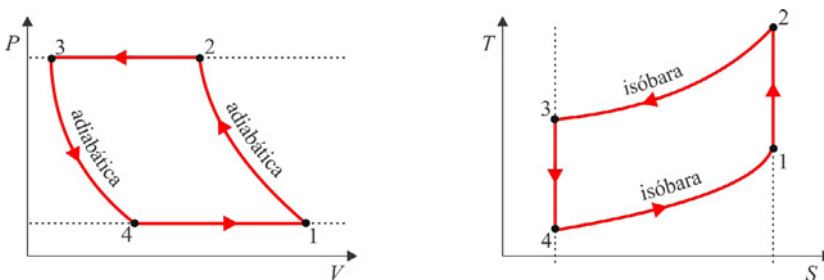


Figura 4.5. Ciclo de Bell–Coleman de refrigeración en los diagramas PV y TS.

El efecto de refrigeración se observa durante el proceso 4–1. Para el proceso cíclico, el trabajo neto es

$$W = mc_p(T_2 - T_3) - mc_p(T_1 - T_4)$$

y el COP es

$$COP = \frac{mc_P(T_1 - T_4)}{mc_P(T_2 - T_3) - mc_P(T_1 - T_4)}$$

por lo tanto

$$COP_{ideal} = \frac{1}{\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} - 1}$$

La expresión anterior es correcta si los procesos son de tipo isentrópico e isobárico. En la práctica real, los procesos de compresión y expansión son de tipo politrópico y están dados por la relación $PV = \text{constante}$, el ciclo real debe tener rechazo y absorción de calor, respectivamente, produciéndose cierta caída de presión, por lo que se desvía del proceso isobárico ideal. El trabajo requerido en el compresor es

$$W_{comp} = \frac{n}{n-1} mR(T_2 - T_1)$$

el trabajo disponible en el expansor es

$$W_{exp} = \frac{n}{n-1} mR(T_4 - T_3)$$

entonces

$$W_{real} = \frac{n}{n-1} mR[(T_2 - T_1) - (T_3 - T_4)]$$

como

$$c_P = \frac{k}{k-1} R$$

entonces

$$W_{real} = \left(\frac{n}{n-1}\right) \left(\frac{k-1}{k}\right) mc_P [(T_2 - T_1) - (T_3 - T_4)]$$

el COP es

$$COP_{real} = \frac{mc_P(T_1 - T_4)}{\left(\frac{n}{n-1}\right) \left(\frac{k-1}{k}\right) mc_P [(T_2 - T_1) - (T_3 - T_4)]}$$

por lo tanto

$$COP_{\text{real}} = \frac{1}{\left(\frac{n}{n-1}\right)\left(\frac{k-1}{k}\right)\left[\frac{(T_2-T_3)}{(T_1-T_4)} - 1\right]}$$

de los procesos isentrópicos 1-2 y 3-4

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_3}{T_4}$$

por lo tanto

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$$

o bien

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$$

por lo tanto

$$v \frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} = \frac{T_2}{T_1}$$

sustituyendo en los COP ideal y real, resulta

$$COP_{\text{ideal}} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$

y

$$COP_{\text{real}} = \frac{T_1}{\left(\frac{n}{n-1}\right)\left(\frac{k-1}{k}\right)(T_2 - T_1)}$$

De la ecuación anterior, si el proceso politrópico es isentrópico $n = k$, resulta

$$COP_{\text{real}} = COP_{\text{ideal}}$$

En el ciclo ideal de Bell-Coleman $T_2 > T_3$, entonces

$$\frac{T_1}{T_2 - T_1} < \frac{T_1}{T_3 - T_1}$$

por lo tanto $COP_{\text{Bell-Coleman}} < COP_{\text{Carnot}}$, Porque $T_3 = T_2$ en el ciclo de Carnot. En la **Tabla 4.2** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de Bell-Coleman.

Tabla 4.2. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de Bell–Coleman.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1–2 Compresión Adiabática $s_1 = s_2$	$\Delta U = mc_v (T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p (T_2 - T_1)$	$W_{12} = \Delta U$ $= \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{k - 1}$ $= \frac{mR(T_2 - T_1)}{k - 1}$ $Q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$
2–3 Enfriamiento Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta H = mc_p (T_3 - T_2)$	$W_{23} = 0$ $Q_{23} = \Delta H$ $= mc_p (T_3 - T_2)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_3}{T_2}$
3–4 Expansión Adiabática $s_3 = s_4$	$\Delta U = mc_v (T_4 - T_3)$ $\Delta H = mc_p (T_4 - T_3)$	$W_{34} = \Delta U$ $= \frac{P_4 V_4 - P_3 V_3}{k - 1}$ $= \frac{mR(T_4 - T_3)}{k - 1}$ $Q_{34} = 0$	$\Delta S = 0$
4–1 Calentamiento Isobárico $P_4 = P_1$	$\Delta H = mc_p (T_1 - T_4)$	$W_{41} = 0$ $Q_{41} = \Delta H$ $= mc_p (T_1 - T_4)$	$\Delta S = mc_p \ln \frac{T_1}{T_4}$

Los sistemas de refrigeración por aire tienen las siguientes ventajas:

- 1) Dado que el aire no es inflamable ni tóxico, no existe riesgo de incendio o envenenamiento como en otros refrigerantes.
- 2) Es más barato ya que el aire está fácilmente disponible en comparación con los otros refrigerantes.
- 3) En comparación con los otros sistemas de refrigeración, el peso del sistema de refrigeración por aire por tonelada de refrigeración es bastante bajo, por esta razón, este sistema se emplea en aeronaves.

Mientras que las desventajas son:

- 1) El *COP* de este sistema es muy bajo en comparación con otros sistemas.
- 2) El peso del aire requerido para circular es mayor comparado con los refrigerantes utilizados en otros sistemas. Esto se debe al hecho de que el calor es transportado por el aire en forma de calor sensible.

4.5. Ciclos de Compresión de Vapor

Fuera de todos los sistemas de refrigeración, el sistema de compresión de vapor es el sistema más importante desde el punto de vista de la empresa comercial y doméstica. Es la forma más práctica de refrigeración. En este sistema el fluido de trabajo es vapor. Se evapora fácilmente y se condensa o cambia alternativamente entre las fases de vapor y líquido sin salir de la planta de refrigeración. Durante la evaporación, absorbe el calor del cuerpo frío, este calor se utiliza como su calor latente para convertirlo de líquido en vapor, al condensar o enfriar o licuar, rechaza el calor al cuerpo externo, creando un efecto de enfriamiento en el fluido de trabajo. Este sistema de refrigeración actúa como una bomba de calor latente, ya que bombea su calor latente desde el cuerpo frío o salmuera y lo rechaza o lo entrega al cuerpo caliente externo o al medio de enfriamiento. El principio sobre el que funciona el sistema de compresión de vapor se aplica a todos los vapores para los cuales se dispone de tablas de propiedades termodinámicas.

El ciclo de compresión de vapor hace que el refrigerante circule en circuito cerrado a través del compresor, el condensador, la válvula reguladora o la válvula de expansión y el evaporador, como se muestra en la **Figura 4.6**.

El refrigerante (en gas/vapor) se comprime isentrópicamente en el compresor del estado 1 al 2. El refrigerante a alta presión y alta temperatura ingresa al condensador en el estado 2, donde se produce la condensación y el refrigerante está disponible en forma líquida en el estado 3. Refrigerante en forma de líquido saturado a alta presión pasa a través de la válvula de expansión donde se produce la expansión isentálpica. El refrigerante que sale de la válvula de expansión en el estado 4 está en forma de una mezcla húmeda de líquido y vapor a baja presión. La mezcla de líquido–vapor a baja presión pasa a través de la sección del evaporador en la que el refrigerante recoge el calor de los alrededores, dando como consecuencia un efecto de refrigeración.

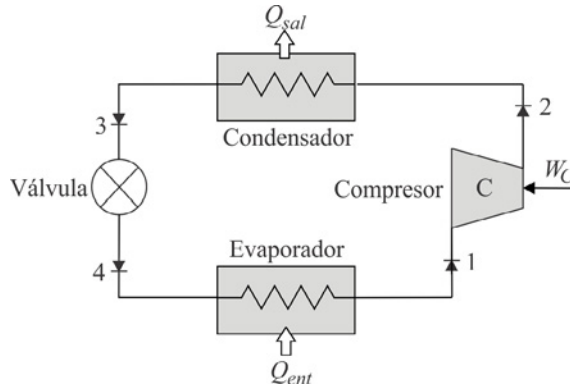


Figura 4.6. Esquema del ciclo de compresión de vapor.

Como resultado de esta absorción de calor, el refrigerante de la mezcla líquido-vapor se transforma en refrigerante gaseoso seco en caso de compresión seca. La compresión del refrigerante seco y saturado o sobrecalentado se llama compresión seca. La compresión del refrigerante seco produce un estado sobrecalentado de refrigerante como se muestra en el estado 2 (**Figura 4.7**).

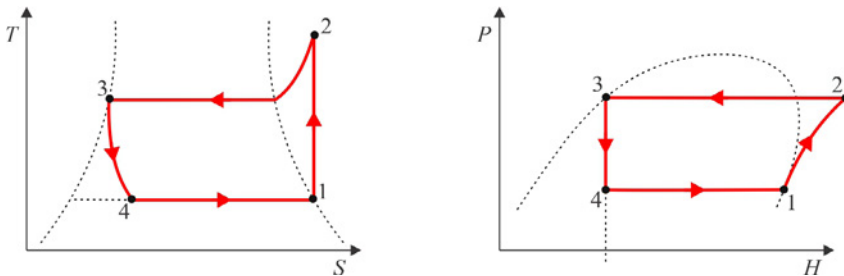


Figura 4.7. Ciclo de compresión seca en los diagramas TS y PH.

También es posible que el refrigerante esté en estado húmedo, es decir, mezcla de líquido-vapor en la entrada del compresor, estado 1. La compresión de la mezcla húmeda se transforma en refrigerante seco (forma gaseosa) como se muestra en el estado 2 de la **Figura 4.8**. El refrigerante seco a alta presión y alta temperatura pasa a través del condensador, donde el refrigerante se condensa y el condensado está disponible en forma de líquido saturado a alta presión. Posteriormente, el refrigerante se estrangula de alta presión a baja presión dentro de la válvula de expansión del estado 3 al 4. El refrigerante a baja presión en estado húmedo pasa a través del evaporador del estado 4 al 1, donde capta el calor de los alrededores y parte de su fracción líquida se transforma en vapor pero no se convierte en gas refrigerante en la entrada al compresor. Este refrigerante húmedo se comprime dentro del compresor.

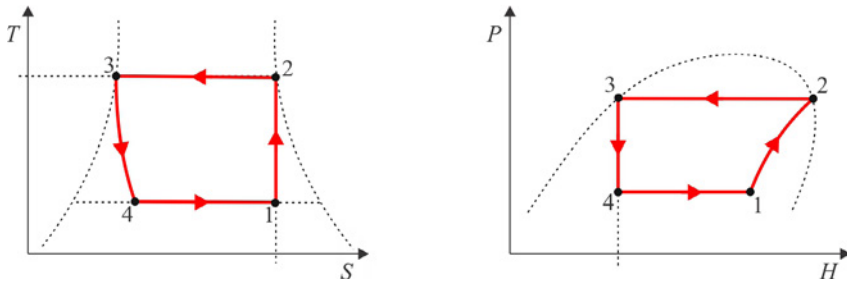


Figura 4.8. Ciclo de compresión húmeda en los diagramas TS y PH.

El ciclo de compresión de vapor consta de los diferentes procesos

- 1) 1-2 Compresión isentrópica,
- 2) 2-3 Rechazo de calor isobárico,
- 3) 3-4 Expansión isentálpica,
- 4) 4-1 Absorción de calor isobárica.

El efecto de refrigeración se observa durante el proceso 4-1. Se considerarán los siguientes tres casos:

- 1) Cuando el vapor está seco y saturado al final de la compresión. La **Figura 4.9** representa el ciclo de compresión de vapor para este caso.

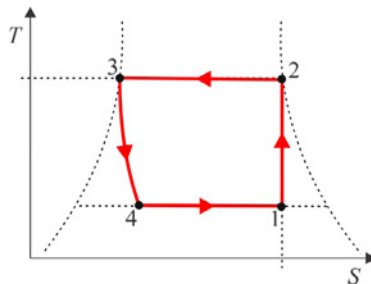


Figura 4.9. Vapor seco y saturado al final de la compresión.

El trabajo realizado por el compresor es

$$w_{12} = h_2 - h_1$$

y el calor absorbido

$$q_{41} = h_1 - h_4$$

por lo tanto

$$COP = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{h_1 - h_3}{h_2 - h_1}$$

A continuación, en la **Tabla 4.3** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor saturado.

Tabla 4.3. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_2 - h_1$ $h_1 = h_{f a T_1} + x_1 h_{fg a T_1}$ $h_2 = h_{g a T_2}$	$w_{12} = \Delta h$ $q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$
2-3 Rechazo de Calor Isobárico $P_2 = P_3$ $T_2 = T_3$	$\Delta h = h_3 - h_2$ $h_2 = h_{g a T_2}$ $h_3 = h_{f a T_2}$	$w_{23} = 0$ $q_{23} = \Delta h = h_3 - h_2$ $= T_2 (s_3 - s_2)$	$\Delta S = s_3 - s_2$ $s_2 = s_{g a T_2}$ $s_3 = s_{f a T_2}$
3-4 Expansión Isentálpica $h_3 = h_4$	$\Delta h = 0$ $h_3 = h_{f a T_2}$ $h_4 = h_{f a T_1} + x_4 h_{fg a T_1}$	$w_{34} = 0$ $q_{34} = 0$	$\Delta S = s_4 - s_3$ $s_3 = s_{f a T_2}$ $s_4 = s_{f a T_1} + x_4 s_{fg a T_1}$
4-1 Adición de Calor Isobárico $P_4 = P_1$ $T_4 = T_1$	$\Delta h = h_1 - h_4$ $h_1 = h_{f a T_1} + x_1 h_{fg a T_1}$ $h_4 = h_{f a T_1} + x_4 h_{fg a T_1}$	$w_{41} = 0$ $q_{41} = \Delta h = h_1 - h_4$ $= T_1 (s_1 - s_4)$	$\Delta S = s_1 - s_4$ $s_1 = s_{f a T_1} + x_1 s_{fg a T_1}$ $s_4 = s_{f a T_1} + x_4 s_{fg a T_1}$

- 2) Cuando el vapor se sobrecalienta después de la compresión. Si la compresión del vapor continúa después de que se haya secado, se tiene vapor sobrecalentado, su efecto en el diagrama **Ts** se muestra en la **Figura 4.10**. El vapor ingresa al compresor en la condición 1 y se comprime a 2, donde se sobrecalienta a temperatura T_2 . Luego entra en el condensador, aquí, en primer lugar, el vapor sobrecalentado se enfría a la temperatura T_3 (representada por la línea 2-2') y luego se condensa a temperatura constante a lo largo de la línea 2'-3; el resto del ciclo es lo mismo que el caso anterior.

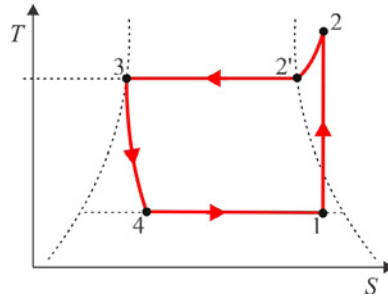


Figura 4.10. Vapor sobrecalentado al final de la compresión.

El trabajo realizado por el compresor es

$$w_{12} = h_2 - h_1$$

y el calor absorbido

$$q_{41} = h_1 - h_4$$

por lo tanto

$$COP = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{h_1 - h_3}{h_2 - h_1}$$

A continuación, en la **Tabla 4.4** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor seco.

Tabla 4.4. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_2 - h_1$ $h_1 = h_{f a T_1} + x_1 h_{f g a T_1}$ $h_2 = h_{g a T_3} + c_P (T_2 - T_3)$	$w_{12} = \Delta h$ $q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$
2-3 Rechazo de Calor Isobárico $P_2 = P_3$	$\Delta h = h_3 - h_2$ $h_2 = h_{g a T_3} + c_P (T_2 - T_3)$ $h_3 = h_{f a T_3}$	$w_{23} = 0$ $q_{23} = \Delta h = h_3 - h_2$	$\Delta s = s_3 - s_2$ $s_2 = s_{g a T_3} + c_P \ln \frac{T_2}{T_3}$ $s_3 = s_{f a T_3}$

Tabla 4.4. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor (continuación).

<p>3-4 Expansión Isentálpica</p> <p>$h_3 = h_4$</p>	<p>$\Delta h = 0$</p> <p>$h_3 = h_f a T_3$</p> <p>$h_4 = h_f a T_1 + x_4 h_{fg} a T_1$</p>	<p>$w_{34} = 0$</p> <p>$q_{34} = 0$</p>	<p>$\Delta s = s_4 - s_3$</p> <p>$s_3 = s_f a T_3$</p> <p>$s_4 = s_f a T_1 + x_4 s_{fg} a T_1$</p>
<p>4-1 Adición de Calor Isobárico</p> <p>$P_4 = P_1$ $T_4 = T_1$</p>	<p>$\Delta h = h_1 - h_4$</p> <p>$h_1 = h_f a T_1 + x_1 h_{fg} a T_1$</p> <p>$h_4 = h_f a T_1 + x_4 h_{fg} a T_1$</p>	<p>$w_{41} = 0$</p> <p>$q_{41} = \Delta h = h_1 - h_4$ $= T_1 (s_1 - s_4)$</p>	<p>$\Delta s = s_1 - s_4$</p> <p>$s_1 = s_f a T_1 + x_1 s_{fg} a T_1$</p> <p>$s_4 = s_f a T_1 + x_4 s_{fg} a T_1$</p>

- 3) Cuando el vapor está saturado después de la compresión, véase la **Figura 4.11**. En la **Tabla 4.5** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor saturado y húmedo.

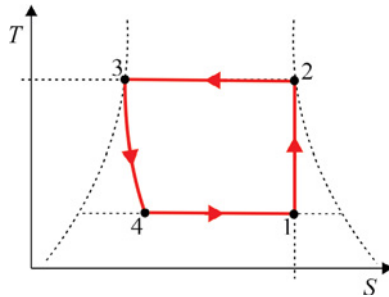


Figura 4.11. Vapor saturado al final de la compresión.

Tabla 4.5. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
<p>1-2 Compresión Isentrópica</p> <p>$s_1 = s_2$</p>	<p>$\Delta h = h_2 - h_1$</p> <p>$h_1 = h_f a T_1 + x_1 h_{fg} a T_1$</p> <p>$h_2 = h_f a T_2 + x_2 h_{fg} a T_2$</p>	<p>$w_{12} = \Delta h$</p> <p>$q_{12} = 0$</p>	<p>$\Delta S = 0$</p>
<p>2-3 Rechazo de Calor Isobárico</p> <p>$P_2 = P_3$ $T_2 = T_3$</p>	<p>$\Delta h = h_3 - h_2$</p> <p>$h_2 = h_f a T_2 + x_2 h_{fg} a T_2$</p> <p>$h_3 = h_f a T_2$</p>	<p>$w_{23} = 0$</p> <p>$q_{23} = \Delta h = h_3 - h_2$</p>	<p>$\Delta s = s_3 - s_2$</p> <p>$s_2 = s_f a T_2 + x_2 s_{fg} a T_2$</p> <p>$s_3 = s_f a T_3$</p>
<p>3-4 Expansión Isentálpica</p> <p>$h_3 = h_4$</p>	<p>$\Delta h = 0$</p> <p>$h_3 = h_f a T_2$</p> <p>$h_4 = h_f a T_1 + x_4 h_{fg} a T_1$</p>	<p>$w_{34} = 0$</p> <p>$q_{34} = 0$</p>	<p>$\Delta s = s_4 - s_3$</p> <p>$s_3 = s_f a T_2$</p> <p>$s_4 = s_f a T_1 + x_4 s_{fg} a T_1$</p>

Tabla 4.5. Resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor.
(continuación).

4-1 Adición de Calor Isobárico	$\Delta h = h_1 - h_4$	$w_{41} = 0$	$\Delta s = s_1 - s_4$
$P_4 = P_1$ $T_4 = T_1$	$h_1 = h_{f a T_1} + x_1 h_{f g a T_1}$ $h_4 = h_{f a T_1} + x_4 h_{f g a T_1}$	$q_{41} = \Delta h = h_1 - h_4$ $= T_1 (s_1 - s_4)$	$s_1 = s_{f a T_1} + x_1 s_{f g a T_1}$ $s_4 = s_{f a T_1} + x_4 s_{f g a T_1}$

El trabajo realizado por el compresor es

$$w_{12} = h_2 - h_1$$

y el calor absorbido

$$q_{41} = h_1 - h_4$$

por lo tanto

$$COP = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{h_1 - h_3}{h_2 - h_1}$$

4.6. Sistemas de Refrigeración en Cascada de dos Etapas

Para algunas aplicaciones industriales que requieren temperaturas moderadamente bajas (con una diferencia de presión y temperatura considerablemente grande), los ciclos de refrigeración por compresión de vapor solo se vuelven poco prácticos. Una de las soluciones para estos casos es realizar la refrigeración en dos o más etapas (es decir, dos o más ciclos) que operan en serie. Estos ciclos de refrigeración se denominan ciclos de refrigeración en cascada. Por lo tanto, los sistemas en cascada se emplean para obtener diferenciales de alta temperatura entre la fuente de calor y el disipador de calor y se aplican para temperaturas que van desde -70°C a 100°C . La aplicación de un sistema de compresión de tres etapas para temperaturas de evaporación por debajo de -70°C es limitada, debido a las dificultades con los refrigerantes que alcanzan sus temperaturas de congelación. Los sistemas de refrigeración en cascada se utilizan comúnmente en la licuefacción del gas natural y algunos otros gases.

Un sistema en cascada de dos etapas emplea dos unidades de compresión de vapor que trabajan por separado con diferentes refrigerantes e interconectadas de tal manera que el evaporador de un sistema se utiliza para servir de condensador a otro sistema de temperatura más baja (es decir, el evaporador de la primera unidad se enfría). En la práctica, una disposición alternativa utiliza un condensador común con un circuito de refuerzo para proporcionar dos temperaturas de evaporador

separadas.

De hecho, la disposición en cascada permite que una de las unidades funcione a una temperatura y presión más bajas de lo que sería posible con el mismo tipo y tamaño del sistema de una sola etapa. También permite el uso de dos refrigerantes diferentes y puede producir temperaturas por debajo de -150°C .

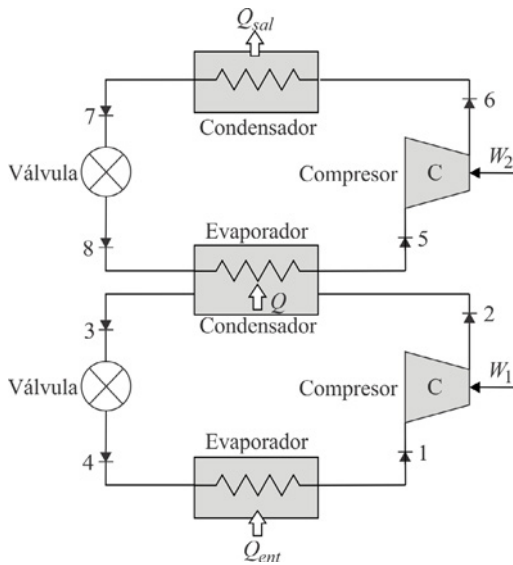


Figura 4.12. Esquema de un sistema de refrigeración en cascada de dos etapas.

Para el sistema esquemático que se muestra en la **Figura 4.12**, el condensador del sistema I, llamado la primera etapa o etapa de alta presión, generalmente es enfriado por un ventilador por el aire ambiente. En algunos casos, se puede utilizar un suministro de agua, pero la refrigeración por aire es mucho más común. El evaporador del sistema I se utiliza para enfriar el condensador del sistema II, llamado etapa segunda o de baja presión. La unidad que compone el evaporador del sistema I y el condensador del sistema II a menudo se denomina condensador entre etapas o en cascada.

Como se indicó anteriormente, los sistemas en cascada generalmente usan dos refrigerantes diferentes (es decir, uno en cada etapa). Un tipo se utiliza para la etapa baja y otro para la etapa alta. La razón por la que se utilizan dos sistemas de refrigeración es que un solo sistema no puede lograr económicamente las altas relaciones de compresión necesarias para obtener las temperaturas adecuadas de evaporación y condensación.

De acuerdo con el diagrama **Ts** del sistema de refrigeración en cascada de dos etapas, como se muestra en la **Figura 4.13**, el trabajo del compresor disminuye y la cantidad de carga de refrigeración (capacidad) en el evaporador aumenta como resultado de la cascada. Por lo tanto, la cascada mejora el *COP*.

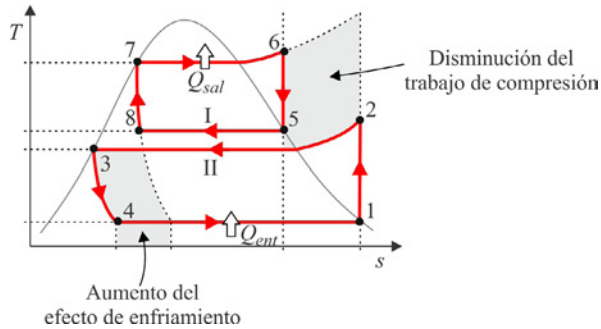


Figura 4.13. Sistema de refrigeración en cascada de dos etapas, diagrama **Ts**.

A continuación, en la **Tabla 4.6** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor en cascada.

Tabla 4.6. Análisis termodinámico del ciclo en cascada de dos etapas.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $s_1 = s_2$	$\Delta h = h_2 - h_1$ $h_1 = h_g a P_1$ $h_2 = h(T_2, P_2)$	$w_{12} = \Delta h$ $q_{12} = 0$	$\Delta S = 0$
2-3 8-5 Evaporador Condensador Isobárico	$h_3 = h_f a P_2$ $h_5 = h_g a P_3$ $h_8 = h_7 = h_f a P_6$	$w_{23} = w_{85} = 0$ $-q_{23} = q_{85}$ $\dot{m}_1(h_2 - h_3) = \dot{m}_5(h_5 - h_8)$	$\Delta S = \dot{m}_5(s_5 - s_8)$ $+ \dot{m}_1(s_3 - s_2)$ $s_2 = s(T_2, P_2)$ $s_3 = s_f a P_2$ $s_5 = s_g a P_3$ $s_8 = s_7 = s_f a P_6$
3-4 Expansión Isentálpica $h_3 = h_4$	$\Delta h = 0$ $h_3 = h_f a P_2$ $h_4 = h_3$	$w_{34} = 0$ $q_{34} = 0$	$\Delta S = s_4 - s_3$ $s_3 = s_f a P_2$ $s_4 = s_f a P_1 + x_4 s_{fg} a P_1$

Tabla 4.6. Análisis termodinámico del ciclo en cascada de dos etapas (*continuación*).

4-1 Adición de Calor Isobárico $P_4 = P_1$ $T_4 = T_1$	$\Delta h = h_1 - h_4$ $h_1 = h_{g \text{ a } P_1}$ $h_4 = h_3$	$w_{41} = 0$ $q_{41} = \Delta h = h_1 - h_4$ $= T_1 (s_1 - s_4)$	$\Delta s = s_1 - s_4$ $s_1 = s_{g \text{ a } P_1}$ $s_4 = s_{f \text{ a } P_1} + x_4 s_{fg \text{ a } P_1}$
5-6 Compresión Isentrópica $s_5 = s_6$	$\Delta h = h_6 - h_5$ $h_5 = h_{g \text{ a } P_5}$ $h_6 = h(T_6, P_6)$	$w_{56} = \Delta h$ $q_{56} = 0$	$\Delta S = 0$
6-7 Rechazo de Calor Isobárico $P_7 = P_6$	$\Delta h = h_7 - h_6$ $h_7 = h_{f \text{ a } P_6}$	$w_{67} = 0$ $q_{67} = \Delta h = h_7 - h_6$	$\Delta s = s_7 - s_6$ $s_6 = s_{g \text{ a } P_5}$ $s_7 = s_{f \text{ a } P_6}$
7-8 Expansión Isentálpica $h_7 = h_8$	$\Delta h = 0$ $h_7 = h_{f \text{ a } P_6}$ $h_8 = h_7$	$w_{78} = 0$ $q_{78} = 0$	$\Delta s = s_8 - s_7$ $s_7 = s_{f \text{ a } P_6}$ $s_8 = s_{f \text{ a } P_5} + x_8 s_{fg \text{ a } P_5}$

Los elementos de este sistema son:

- 1) 2 Compresores (compresión isentrópica).
- 2) 2 Condensadores (rechazo de calor isobárico).
- 3) 2 Válvulas de Expansión (expansión isentálpica) o 2 turbinas (expansión isentrópica).
- 4) 2 Evaporadores (adición de calor isobárico).

Con \dot{m}_1 y \dot{m}_5 conocidos. El trabajo neto del ciclo es

$$w_{\text{neto}} = (h_2 - h_1) + (h_6 - h_5)$$

y el calor absorbido

$$q_{41} = h_1 - h_4$$

por lo tanto

$$COP = \frac{h_1 - h_4}{(h_2 - h_1) + (h_6 - h_5)}$$

4.7. Sistemas de Refrigeración por Compresión en Etapas

Los sistemas de refrigeración de múltiples etapas se utilizan ampliamente cuando se requieren temperaturas ultra bajas, pero no pueden obtenerse económicamente mediante el uso de un sistema de una sola etapa. Esto se debe al hecho de que las relaciones de compresión son demasiado grandes para alcanzar las temperaturas necesarias para evaporar y condensar el vapor. El sistema de múltiples etapas utiliza dos o más compresores conectados en serie en el mismo sistema de refrigeración. El refrigerante se convierte en vapor más denso mientras pasa a través de cada compresor. En un sistema de dos etapas puede alcanzar una temperatura de aproximadamente -65°C y una de tres etapas de aproximadamente -100°C . Los frigoríficos de compresión de vapor de una etapa son utilizados por las instalaciones de almacenamiento en frío con un rango de $+10^{\circ}\text{C}$ a -30°C .

En los casos donde existen grandes diferencias de temperatura y presión entre el evaporador y el condensador, los sistemas de compresión de vapor de múltiples etapas se emplean en consecuencia. Por ejemplo, si la temperatura deseada de un refrigerador (es decir, el congelador) está por debajo de -30°C , se requiere un sistema de compresión de varias etapas para evitar la aparición de relaciones de compresión altas.

Algunas de las desventajas de una alta relación de compresión son las siguientes:

- 1) Disminución de la eficiencia de compresión.
- 2) Aumento de la temperatura del vapor del refrigerante del compresor.
- 3) Incremento del consumo energético por unidad de producción de refrigeración.

La **Figura 4.14** muestra un diagrama esquemático de una unidad de refrigeración por compresión de vapor de dos etapas que puede proporcionar temperaturas por debajo de -30°C (aproximadamente a -50°C), y su diagrama T_s , **Figura 4.15**. Este sistema también utiliza un enfriador intermedio con aire.

En la unidad de dos etapas que se muestra, el refrigerante se comprime en la primera etapa y, después de ser recalentado por un enfriador intermedio, se comprime aún más en la segunda etapa. Se utiliza un enfriador intermedio entre las dos etapas de compresión para reducir el trabajo de compresión. En otras palabras, un compresor de refuerzo (primera etapa) y un inter enfriador gas-líquido están conectados al ciclo

de una sola etapa.

El interenfriador subenfriará el líquido refrigerante suministrado al evaporador al vaporizar una parte del refrigerante después de la primera etapa de estrangulación. El gas de combustión regresa a un punto intermedio en el proceso de compresión para mejorar la eficiencia de compresión al enfriar el gas sobrecalentado. No sólo se requiere un solo compresor, sino también un conjunto de compresores para usar en cada etapa, dependiendo de la capacidad y la temperatura. En sistemas grandes con varios evaporadores y grandes relaciones de compresión (temperatura), el número de inter enfriadores y etapas de compresión produce una mayor eficiencia del sistema y, por lo tanto, un mayor coeficiente de rendimiento (*COP*).

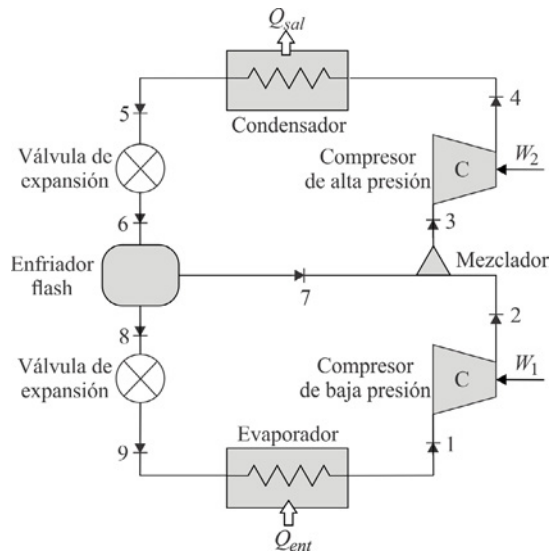


Figura 4.14. Esquema de un sistema de refrigeración por compresión de dos etapas.

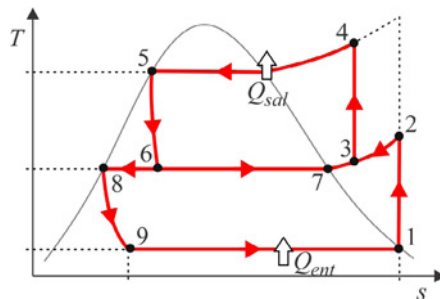


Figura 4.15. Sistema de refrigeración por compresión de dos etapas, diagrama Ts.

A continuación, en la **Tabla 4.7** se da un resumen del análisis termodinámico del ciclo de compresión de vapor en cascada.

Tabla 4.7. Resumen del análisis termodinámico del ciclo en cascada de dos etapas.

Proceso	Cambio de Energía	Transferencia de Energía	Cambio de Entropía
1-2 Compresión Isentrópica $s_1 = s_2$ $\frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_3} = \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_3} = 1-y$	$\Delta h = h_{2s} - h_1$ $h_1 = h_{g a P_1}$ $h_2 = h(s_2, P_2)$	$w_{12} = (1-y)\Delta h$ $q_{12} = 0$	$\Delta s = 0$ $s_1 = s_{g a P_1}$ $s_2 = s_1$
2-3 7-3 Cámara de Mezclado Isobárica $P_2 = P_3 = P_7$ $\frac{\dot{m}_7}{\dot{m}_3} = y$	$h_2 = h(s_2, P_2)$ $h_7 = h_{g a P_2}$ $h_3 = yh_7 + (1-y)h_2$	$w = 0$ $q = 0$	$\Delta s = (1-y)(s_3 - s_2)$ $+ y(s_3 - s_7)$ $s_2 = s_{g a P_1}$ $s_7 = s_{g a P_2}$ $s_3 = ys_7 + (1-y)s_2$
3-4 Compresión Isentrópica $s_3 = s_4$	$\Delta h = h_{4s} - h_3$ $h_3 = yh_7 + (1-y)h_2$ $h_{4s} = h(s_3, P_3)$	$w_{34} = \Delta h$ $q_{34} = 0$	$\Delta s = 0$
4-5 Rechazo de Calor Isobárico $P_4 = P_5$	$\Delta h = h_5 - h_{4s}$ $h_{4s} = h(s_3, P_3)$ $h_5 = h_{f a P_3}$	$w_{45} = 0$ $q_{41} = \Delta h = h_5 - h_{4s}$	$\Delta s = s_5 - s_4$ $s_5 = s_{f a P_3}$
5-6 Expansión Isentálpica $h_5 = h_6$	$\Delta h = 0$ $h_5 = h_{f a P_3}$ $h_6 = h_5$ $x_6 = \frac{h_{f a P_3} - h_{f a P_2}}{h_{g a P_2} - h_{f a P_2}}$	$w_{56} = 0$ $q_{56} = 0$	$\Delta s = s_6 - s_5$ $s_5 = s_{f a P_3}$ $s_6 = s_{f a P_2}$ $+ x_6(s_{g a P_2} - s_{f a P_2})$

Tabla 4.7. Resumen del análisis termodinámico del ciclo en cascada de dos etapas
(continuación).

6-7 6-8 Cámara de Separación Isobárica $P_6 = P_7 = P_8$	$\frac{\dot{m}_7}{\dot{m}_3} = y = \frac{h_6 - h_8}{h_7 - h_8}$ $\frac{\dot{m}_8}{\dot{m}_3} = 1 - y = \frac{h_7 - h_6}{h_7 - h_8}$	$w = 0$ $q = 0$	$\Delta s = (1 - y)(s_8 - s_6)$ $+ y(s_7 - s_6)$ $s_8 = s_{f a P_2}$ $s_7 = s_{g a P_2}$
8-9 Expansión Isentálica $h_8 = h_9$	$\Delta h = 0$ $h_8 = h_{f a P_1}$ $h_9 = h_8$ $x_9 = \frac{h_{f a P_2} - h_{f a P_1}}{h_{g a P_1} - h_{f a P_1}}$	$w_{89} = 0$ $q_{89} = 0$	$\Delta s = s_9 - s_8$ $s_8 = s_{f a P_1}$ $s_9 = s_{f a P_1}$ $+ x_9 (s_{g a P_1} - s_{f a P_1})$
9-1 Adición de Calor Isobárica $P_9 = P_1$	$\Delta h = h_1 - h_9$ $h_1 = h_{g a P_1}$ $h_9 = h_{f a P_2}$	$w_{91} = 0$ $q_{91} = (1 - y)\Delta h$	$\Delta s = s_1 - s_9$

Con \dot{m}_3 conocido. El trabajo neto del ciclo es

$$w_{\text{neto}} = (h_{4s} - h_3) + (1 - y)(h_{2s} - h_1)$$

y el calor absorbido

$$q_{91} = (1 - y)(h_1 - h_9)$$

por lo tanto

$$COP = \frac{(1 - y)(h_1 - h_9)}{(h_{4s} - h_3) + (1 - y)(h_{2s} - h_1)}$$

CAPÍTULO V: GASES IDEALES Y SUS MEZCLAS NO REACTIVAS

En este capítulo se estudian los gases modelados como gases ideales. Estos modelos resultan bastante precisos en el caso de muchos de los sistemas tratados en ingeniería.

Las leyes de la termodinámica introducidas hasta ahora poseen validez general. Sin embargo, en la aplicación de estas leyes a sistemas aislados, cerrados y abiertos se estudian primero sistemas con una única especie química y posteriormente a sistemas multicomponentes. Las expresiones analíticas, las tablas y las gráficas que se presentan, relacionan propiedades intensivas tales como P , v , T , u , h , s , c_v y c_p para sistemas de un solo componente y multicomponentes. Como en muchas de las aplicaciones de la ingeniería intervienen sistemas multicomponentes, es esencial conocer los métodos para evaluar las propiedades de tales sistemas.

La descripción completa de un sistema multicomponente requiere determinar no solamente dos propiedades, como la presión y la temperatura de la mezcla, sino también la composición. De esta manera, propiedades como v , u , h , s , c_v y c_p de una mezcla son diferentes para cada composición. Téngase en mente, sin embargo, que se dispone de las propiedades de los componentes individuales. De ahí que establecer reglas para promediar las propiedades de los componentes puros individuales, de modo que el valor resultante sea representativo de la composición global, constituye un método para evaluar las propiedades de la mezcla. En este capítulo se usa esta aproximación para modelar el comportamiento de las mezclas de gases ideales.

En muchos cálculos termodinámicos prácticos, gases como el aire y el vapor de agua a menudo se pueden tratar como gases ideales, particularmente para temperaturas mucho más altas que sus temperaturas críticas y para presiones mucho más bajas que sus presiones de saturación a temperaturas determinadas. Tal gas ideal se puede describir en términos de tres parámetros, el volumen que ocupa, la presión que ejerce y su temperatura. Como cuestión experimental, todos los gases o vapores, incluido el vapor de agua, a presiones muy bajas muestran un comportamiento de gas ideal.

5.1. Definición del Gas Ideal y su Ecuación de Estado

El modelo de gas ideal es un modelo sencillo que describe de forma aproximada el comportamiento de los gases reales a bajas presiones. Las ecuaciones que relacionan

las variables P , v y T se conocen como ecuaciones de estado y resultan de interés particular en termodinámica. El comportamiento PvT de muchos gases a bajas presiones y moderadas temperaturas se puede modelar con precisión suficiente (con un margen de error menor a 1%) por medio de la ecuación de estado de gas ideal, la cual se expresa como

$$PV = n\bar{R}T \quad (5.1)$$

un gas que obedece esta relación recibe el nombre de gas ideal, donde P , V y T representan la presión absoluta, el volumen y la temperatura absoluta respectivamente, n es el número de moles del gas y \bar{R} es la constante universal de los gases. La constante \bar{R} es la misma para todos los gases y su valor es

$$\bar{R} = \begin{cases} 8.31447 & \text{kJ/(kmol K)} \\ 8.31447 & \text{kPa m}^3\text{/(kmol K)} \\ 0.0831447 & \text{bar m}^3\text{/(kmol K)} \\ 0.0820574 & \text{atm L/(mol K)} \end{cases} \quad (5.2)$$

expresada en diferentes unidades. La ecuación del gas ideal se usa con frecuencia con unidades de masa como el kilogramo en lugar del kilomol. En estos casos, en la ecuación del gas ideal se emplea una constante específica del gas R en lugar del valor universal \bar{R} . Recuérdese que la masa de un mol de una sustancia recibe el nombre de masa molar M . De esto se obtiene una relación entre las constantes universal y específica del gas y se expresa como

$$R = \frac{\bar{R}}{M} \quad (5.3)$$

Como R depende de la masa molar de la sustancia, su valor es diferente para cada una, incluso expresada en las mismas unidades. La **Tabla 5.1** muestra el valor de R en [kJ/(kg K)] para ocho gases comunes. Mientras que en la **Tabla 5.2** se muestran las expresiones de la ecuación de estado del gas ideal.

Tabla 5.1. Constantes específicas del gas para 8 gases comunes.

Sustancia	R kJ/(kg K)
Aire	0.287
N ₂	0.297

Tabla 5.1. Constantes específicas del gas para 8 gases comunes (*continuación*).

O ₂	0.260
CO	0.297
CO ₂	0.189
H ₂ O	0.462
H ₂	4.157
He	2.077

Tabla 5.2. Expresiones de la ecuación de estado del gas ideal.

Base molar	Base masa
$PV = n\bar{R}T$	$PV = mRT$
$P\bar{v} = \bar{R}T$	$Pv = RT$
$P = \bar{\rho}\bar{R}T$	$P = \rho RT$

donde, en base molar, \bar{v} es el volumen molar, $\bar{\rho}$ la densidad molar o concentración (moles por unidad de volumen), y n es el número de moles del gas. En base masa, v es el volumen específico, ρ la densidad (masa por unidad de volumen), y m es la masa del gas. Recuérdese que los moles n y la masa m están relacionados con la masa molar M mediante la relación $n = m / M$.

Hay algunos casos especiales donde P , v o T son constantes. A una temperatura fija, el volumen de una cantidad dada de gas ideal varía inversamente a la presión ejercida sobre él (ley de Boyle), que describe la compresión como

$$P_1 v_1 = P_2 v_2 \quad (5.4)$$

donde los subíndices se refieren a los estados inicial y final. Si la temperatura aumenta con la compresión a una presión constante, el volumen de un gas varía directamente con su temperatura absoluta en [K] como

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2} \quad (5.5)$$

Y si la temperatura aumenta a un volumen constante, la presión varía directamente con su temperatura absoluta en [K] como

$$\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2} \quad (5.6)$$

Las dos últimas ecuaciones se conocen como la ley de Charles. Si tanto la temperatura como la presión cambian al mismo tiempo, la ecuación de gas ideal combinada se

puede escribir de la siguiente manera

$$\frac{P_1 v_1}{T_1} = \frac{P_2 v_2}{T_2} \quad (5.7)$$

5.2. Superficie de Estados

La superficie de estado se puede representar en un sistema tridimensional, y se puede definir una transformación reversible (cuasiestática), como aquella que se realiza sobre la superficie, es decir, todos los puntos de la transformación están en condiciones de equilibrio termodinámico. Las transformaciones irreversibles no están contenidas en la superficie de estado.

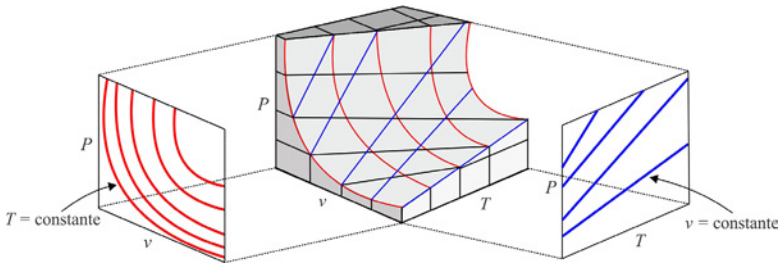


Figura 5.1. La superficie PvT y los diagramas Pv y PT para el gas ideal.

Las coordenadas de un punto de la superficie PvT representan los valores que tendrían la presión, el volumen específico y la temperatura cuando la sustancia se encuentra en equilibrio. En las superficies PvT de una sola fase, el estado queda definido por dos cualesquiera de las propiedades presión, volumen específico y temperatura de acuerdo al Postulado de Estado o la regla de las fases de Gibbs, puesto que todas ellas son independientes cuando sólo hay una fase presente. Por lo tanto, en el estado de equilibrio termodinámico se tiene una función de la forma, $f(P,v,T) = 0$, que se llama superficie de estado, véase las **Figuras 5.1** y **5.2**. Fuera de esta superficie de estado no se puede dar el equilibrio termodinámico, aunque en ciertas condiciones puede tender a él. Diferenciando la ecuación, $f(P,v,T) = 0$, se obtiene

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T dv + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dT \quad (5.8)$$

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T dP + \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dT \quad (5.9)$$

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T dv + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dT \quad (5.10)$$

que es un conjunto de 3 ecuaciones diferenciales, con 6 derivadas parciales. La relación entre las derivadas parciales se obtiene, por ejemplo, sustituyendo dv en dP , dT en dv , o dP en dT , y se obtiene

$$\left[1 - \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \right] dP = \left[\left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \right] dT \quad (5.11)$$

$$\left[1 - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_P \right] dv = \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v + \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \right] dP \quad (5.12)$$

$$\left[1 - \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \right] dT = \left[\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T + \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_P \right] dv \quad (5.13)$$

Con este conjunto de ecuaciones las isothermas (véase **Figura 5.3a**) se definen como aquellas transformaciones en las que $T = \text{cte}$ y $dT = 0$, entonces

$$1 - \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T = 0 \Rightarrow \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T = \frac{1}{\left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T} \quad (5.14)$$

En la misma forma, para las isócoras o transformaciones que se realizan a $v = \text{cte}$ (véase **Figuras 5.3b** y **5.4**), o las isóbaras a $P = \text{cte}$ (véase **Figuras 5.3c** y **5.4**), se tiene, respectivamente

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v = \frac{1}{\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v} \quad (5.15)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = \frac{1}{\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_P} \quad (5.16)$$

Asimismo, para cualquiera de las transformaciones anteriores se puede obtener

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v + \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T = 0 \Rightarrow \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v = \frac{-1}{\left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T} \quad (5.17)$$

por lo tanto

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T = -1 \quad (5.18)$$

que es otra relación entre las derivadas parciales.

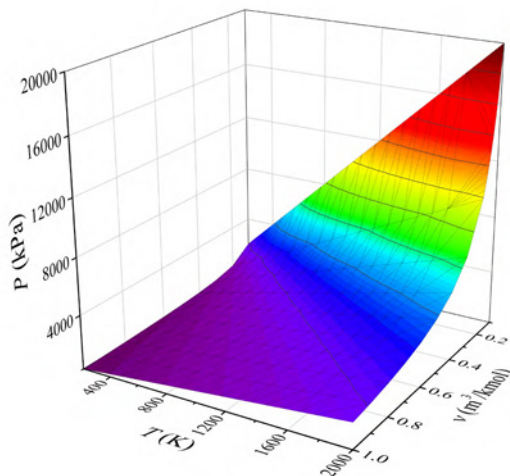


Figura 5.2. La superficie PV-T de un gas ideal.

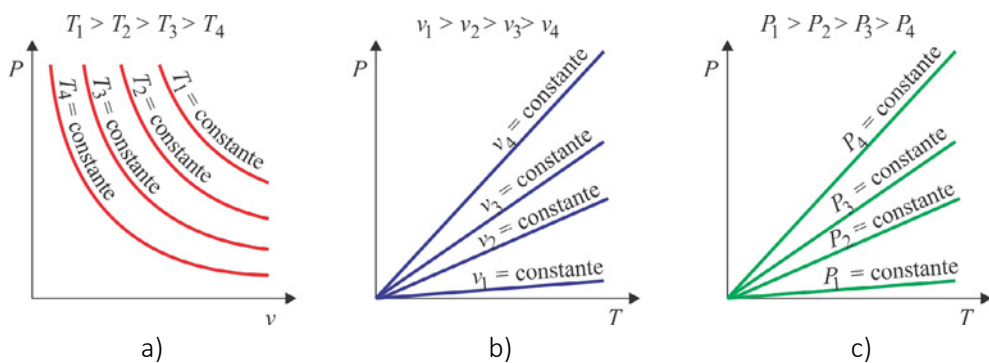


Figura 5.3. Diferentes procesos en los diagramas planos de un gas ideal.

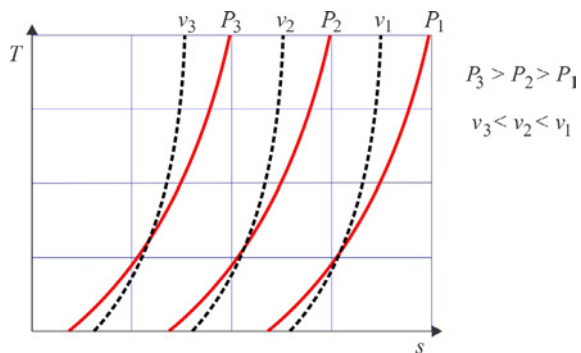


Figura 5.4. Representación de las isóbaras e isócoras en un diagrama T-s.

5.3. Energía Interna, Entalpía y Capacidades Térmicas Específicas

En general, si para cualquier fluido

$$u = u(T, v) \Rightarrow du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad (5.19)$$

integrando la ecuación diferencial se obtiene la determinación del cambio de energía interna en un proceso

$$\Delta u = \int_1^2 c_v dT + \int_1^2 \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad (5.20)$$

donde se define

$$c_v \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (5.21)$$

es la capacidad térmica específica a volumen constante, para un gas ideal la segunda integral se anula como resultado del experimento de Joule acerca de la expansión libre adiabática de un gas a bajas presiones, es decir, en un gas a bajas presiones (gas ideal) la energía interna no depende del volumen, por lo tanto, sólo es función de la temperatura, así

$$u = u(T) \quad (5.22)$$

en forma diferencial ésta ecuación puede expresarse como

$$du = c_v dT \quad (5.23)$$

o

$$dU = mc_v dT \quad (5.24)$$

donde $c_v(T)$ es distinta para cada gas, esta expresión de du es válida para todos los procesos, independientemente del camino. El empleo de la ecuación no queda restringido a procesos a volumen constante. En la entalpía ocurre lo mismo, por definición

$$h = u + Pv \quad (5.25)$$

y para los gases ideales

$$Pv = RT \quad (5.26)$$

así, se puede escribir

$$dh = du + d(Pv) \quad (5.27)$$

y

$$d(Pv) = d(RT) = RdT \quad (5.28)$$

entonces, la variación de entalpía de un gas ideal queda como

$$dh = du + RdT \quad (5.29)$$

los términos del segundo miembro de la ecuación anterior son función únicamente de la temperatura para el caso de un gas ideal. Por lo tanto, la entalpía de un gas ideal es también función de la temperatura únicamente. De igual manera se define

$$c_P \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P \quad (5.30)$$

es la capacidad térmica específica a presión constante. Los valores de c_P de los gases ideales son función de la temperatura únicamente. Para evaluar la variación de entalpía de un gas ideal, se inicia de

$$h = h(T, P) \Rightarrow dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P} \right)_T dP \quad (5.31)$$

que es una expresión general de dh para una sustancia simple compresible cualquiera

$$dh = c_P dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P} \right)_T dP \quad (5.32)$$

como la entalpía de un gas ideal es únicamente función de la temperatura, la ecuación anterior se reduce a

$$dh = c_P dT \quad (5.33)$$

o

$$dH = mc_p dT \quad (5.34)$$

luego, ambas funciones **du** y **dh** pueden calcularse en un gas ideal integrando las capacidades térmicas específicas en los límites de temperatura del proceso

$$\Delta u = \int_1^2 c_v dT \quad (5.35)$$

y

$$\Delta h = \int_1^2 c_p dT \quad (5.36)$$

el par de ecuaciones anterior es válido para todos los procesos de un gas ideal y no está restringido a procesos a volumen o a presión constantes. Como **u** y **h** son aquí funciones de una variable, las capacidades térmicas específicas de un gas ideal son las derivadas totales, no las parciales

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = \frac{du}{dT} \quad (5.37)$$

y

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \frac{dh}{dT} \quad (5.38)$$

las dos capacidades térmicas específicas c_v y c_p no son independientes en un gas ideal. Partiendo de la ecuación (5.29)

$$dh = du + RdT$$

sustituyendo (5.37) y (5.38)

$$c_p dT = c_v dT + RdT \quad (5.39)$$

por lo tanto

$$c_p = c_v + R \quad (5.40)$$

esta relación se conoce como la relación de Mayer, válida para gas ideal. Cuando las capacidades térmicas vienen dadas como valores molares, el valor de **R** de esta ecuación es \bar{R} la constante universal de los gases, y se tiene que

$$\bar{c}_P = \bar{c}_V + \bar{R} \quad (5.41)$$

Como la energía interna y la entalpía de un gas ideal son funciones exclusivas de T , sus primeras derivadas c_v y c_P también lo son. El cociente de las capacidades térmicas, denominado constante adiabática k , también es sólo función de la temperatura

$$k \equiv \frac{C_P}{C_V} = \frac{c_P}{c_v} = \frac{\bar{c}_P}{\bar{c}_V} \quad (5.42)$$

Las ecuaciones (5.40) y (5.42) permiten expresar c_v y c_P en función de k y R

$$c_v = \frac{R}{k-1} \quad (5.43)$$

y

$$c_P = \frac{kR}{k-1} \quad (5.44)$$

5.4. El Gas Perfecto

Se conoce como gas perfecto al gas ideal con capacidades térmicas específicas constantes, es decir, aquél en el que la diferencia de energía interna (también de entalpía) es proporcional a la diferencia de temperatura entre dos estados termodinámicos. Esta definición supone una simplificación aún mayor del modelo de gas ideal. Experimentalmente se observa que, a temperaturas en el intervalo de 250 K a 1000 K

- 1) $c_v = 3R/2$, $c_P = 5R/2$, $k = 5/3 = 1.667$, para gases monoatómicos (He, Ne, Ar, etc.)
- 2) $c_v = 5R/2$, $c_P = 7R/2$, $k = 7/5 = 1.400$, para gases diatómicos (aire, N_2 , O_2 , CO, etc.)
- 3) $c_v = c_v(T)$, $c_P = c_P(T)$, $k = 1.1$ a 1.35 (variable) para gases poliatómicos (CO_2 , H_2O , etc.).

Para cualquier gas en intervalos pequeños de temperatura se puede suponer que la capacidad térmica específica es aproximadamente constante, o al menos que existe un valor medio de la capacidad térmica específica en ese intervalo de temperaturas, por el teorema del valor medio, existe un valor medio de c_v y c_P en el intervalo considerado

$$\Delta u = \int_1^2 c_v dT = c_{v,prom} (T_2 - T_1) \quad (5.45)$$

y

$$\Delta h = \int_1^2 c_p dT = c_{p,\text{prom}} (T_2 - T_1) \quad (5.46)$$

donde

$$c_{v,\text{prom}} = \frac{\int_1^2 c_v dT}{T_2 - T_1} \quad (5.47)$$

y

$$c_{p,\text{prom}} = \frac{\int_1^2 c_p dT}{T_2 - T_1} \quad (5.48)$$

Para un gas ideal con capacidades térmicas específicas constantes (gas perfecto), la energía interna y la entalpía son

$$\Delta U = mc_v \Delta T \quad (5.49)$$

y

$$\Delta H = mc_p \Delta T \quad (5.50)$$

La capacidad térmica específica varía poco con la temperatura, como puede verse en la **Figura 5.5**, esto justifica de modo razonable la aproximación de capacidad térmica específica constante.

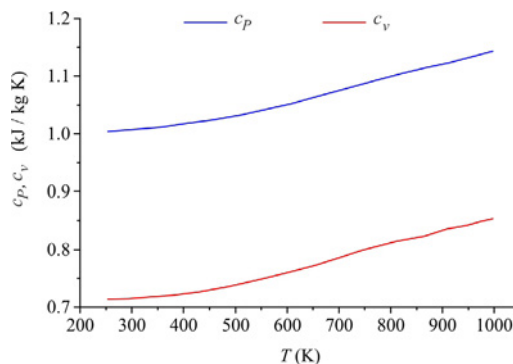


Figura 5.5. Capacidades térmicas específicas del aire como un gas ideal.

De esta manera, la entalpía y la energía interna de un gas ideal varían de forma aproximadamente lineal con T, véase la **Figura 5.6**.

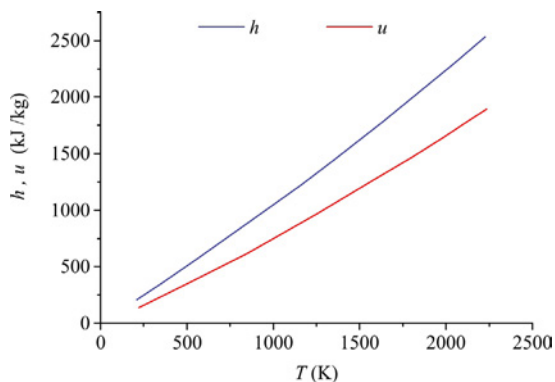


Figura 5.6. Entalpía h y energía interna u del aire como un gas ideal.

5.5. Procesos Cuasiestáticos

Se consideran ahora varios procesos cuasiestáticos elementales para un gas ideal. Se conoce la ecuación de estado y se tienen expresiones para calcular la energía interna y la entalpía, por lo tanto, se pueden obtener expresiones para el trabajo y el calor de procesos cuasiestáticos en un sistema cerrado. La expresión matemática que relaciona los estados termodinámicos intermedios de un proceso se denomina ecuación de trayectoria de estados (ETE). Es evidente que sólo está definida cuando los estados intermedios del proceso son estados de equilibrio, es decir, en procesos cuasiestáticos. Para un sistema simple compresible el trabajo en un proceso cuasiestático se puede calcular integrando

$$W = -\int_1^2 P dV + W_d \quad (5.51)$$

donde $W_d \leq 0$ es el trabajo disipativo debido a las fuerzas no conservativas. Si el trabajo disipativo es nulo, el proceso es además reversible (cuasiestático y sin disipación). Se supone en los casos siguientes, que el trabajo disipativo es nulo; en caso contrario, deberá añadirse W_d al trabajo de frontera asociado al cambio de volumen para tener el trabajo total.

5.5.1. Proceso Isobárico

Para un proceso a presión constante (isobárico), la ETE es $P = \text{cte}$, ($P_1 = P_2$). El trabajo es

$$W = -P_1 (V_2 - V_1) = -mR(T_2 - T_1) \quad (5.52)$$

de la primera ley, el calor es

$$Q = \Delta U + P\Delta V = \Delta H = \int_1^2 mc_p dT \quad (5.53)$$

para c_p constante

$$Q = \Delta H = mc_p(T_2 - T_1) \quad (5.54)$$

5.5.2. Proceso Isocórico

En un proceso a volumen constante (isocórico o isométrico), la ETE es simplemente $V = \text{cte}$, ($V_1 = V_2$ o bien $v_1 = v_2$), se cumple $dV = 0$, el trabajo cuasiestático es cero

$$W = 0 \quad (5.55)$$

de la primera ley, la interacción de calor es

$$Q = \Delta U = \int_1^2 mc_v dT \quad (5.56)$$

para c_v constante

$$Q = \Delta U = mc_v(T_2 - T_1) \quad (5.57)$$

5.5.3. Proceso Isotérmico

En un proceso a temperatura constante (isotérmico), la ETE es $T = \text{cte}$, ($T_1 = T_2$). Por ser gas ideal ($U = U(T)$, $H = H(T)$)

$$\Delta U = \Delta H = 0 \quad (5.58)$$

de la primera ley

$$Q = -W = \int_1^2 PdV \quad (5.59)$$

sustituyendo la ecuación de estado $P = mRT/V$ e integrando se tiene

$$Q = -W = mRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = P_1 V_1 \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (5.60)$$

5.5.4. Proceso Adiabático

En un proceso adiabático $\delta Q = 0$, y la primera ley en forma diferencial es

$$dU = \delta W \quad (5.61)$$

para un proceso cuasiestático

$$mc_v dT = -PdV \quad (5.62)$$

dividiendo ambos miembros por $mRT = PV$ se obtiene

$$\frac{c_v dT}{RT} = -\frac{dV}{V} \quad (5.63)$$

que integrando para c_v constante conduce a

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} \quad (5.64)$$

o bien

$$TV^{k-1} = \text{cte} \quad (5.65)$$

es la ETE para un proceso adiabático cuasiestático ($T_1 V_1^{k-1} = T_2 V_2^{k-1}$). Empleando la ecuación de estado del gas ideal, se pueden obtener otras expresiones de la ETE de un proceso adiabático cuasiestático en un gas ideal. Como el calor es igual a cero,

$$Q = 0 \quad (5.66)$$

el trabajo en un proceso adiabático es

$$W = \Delta U \quad (5.67)$$

por lo tanto, para c_v constante y empleando la ecuación de estado del gas ideal, es posible determinar el trabajo de un proceso adiabático en función de los estados inicial y final

$$W = mc_v (T_2 - T_1) \quad (5.68)$$

o bien

$$W = \frac{1}{k-1} (P_2 V_2 - P_1 V_1) \quad (5.69)$$

o bien

$$W = \frac{mRT_1}{k-1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (5.70)$$

En la **Tabla 5.3** se presentan las expresiones de la ETE, en forma diferencial e integral, para un proceso adiabático y reversible.

Tabla 5.3. Expresiones de la ETE de un proceso adiabático reversible.

Variables	Forma diferencial	Forma integral	Relación con $k = cte$
v, T	$\frac{dT}{T} + (k-1) \frac{dv}{v} = 0$	$Tv^{k-1} = cte$	$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}$
P, v	$\frac{dP}{P} + k \frac{dv}{v} = 0$	$Pv^k = cte$	$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k$
P, T	$\frac{dT}{T} - \frac{k-1}{k} \frac{dP}{P} = 0$	$\frac{P^{(k-1)/k}}{T} = cte$	$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(k-1)/k}$

5.5.5. Proceso Politrópico

Un proceso cuasiestático cuya ETE es $Pvn = cte$, ($P_1 v_1^n = P_2 v_2^n$), se denomina proceso politrópico. En las secciones anteriores se han estudiado algunos casos especiales de procesos politrópicos, mientras que en la **Tabla 5.4** se listan algunos casos comunes de procesos politrópicos y en la **Figura 5.7** se ejemplifican algunos procesos en el diagrama Pv .

Tabla 5.4. Casos comunes de procesos politrópicos.

Proceso	Forma Diferencial	Forma Integral	ETE	Valor de la Potencia
Isobárico	$dP = 0$	$P = \text{cte}$	$Pv^0 = \text{cte}$	$n = 0$
Isométrico	$dV = 0$	$V = \text{cte}$	$Pv^\infty = \text{cte}$	$n = \infty$
Isotérmico	$dT = 0$	$T = \text{cte}$	$Pv^1 = \text{cte}$	$n = 1$
Adiabático reversible	$\delta Q = 0$	$Q = 0$	$Pv^k = \text{cte}$	$n = k$

Los procesos habituales de compresión o expansión de gases no son adiabáticos ni isotérmicos. Habitualmente estos procesos pueden aproximarse a politrópicos con $1 < n < k$ (aunque hay procesos con otros valores de n). La ETE de los procesos politrópicos en gases ideales puede deducirse planteando la primera ley en forma diferencial (proceso cuasiestático)

$$dU = \delta Q + \delta W = \delta Q - PdV + \delta W_d \quad (5.71)$$

donde $\delta W_d \leq 0$

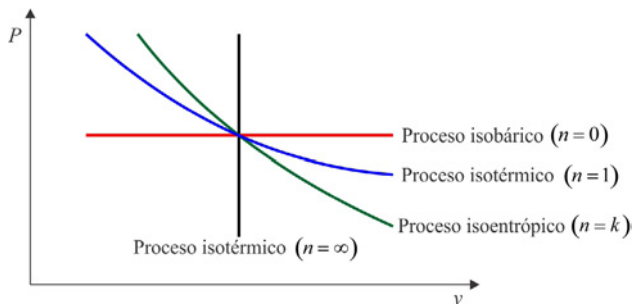


Figura 5.7. Representación de diferentes procesos politrópicos en un diagrama Pv.

Se define a un proceso politrópico como aquél que tiene lugar con capacidad térmica constante

$$C = mc = (\delta Q + \delta W_d) / dT = \text{cte} \quad (5.72)$$

es decir, un proceso a lo largo del cual la temperatura del gas varía proporcionalmente con el calor intercambiado con el entorno δQ o generado en el interior por rozamiento δW_d

$$mcdT = \delta Q + \delta W_d \quad (5.73)$$

sustituyendo esta ecuación en la primera ley queda

$$mc_v dT = mcdT - PdV \quad (5.74)$$

reorganizando

$$m(c_v - c)dT = -PdV \quad (5.75)$$

dividiendo ambos miembros por la ecuación de estado $mRT = PV$

$$\frac{m(c_v - c)}{R} \frac{dT}{T} = -\frac{dV}{V} \quad (5.76)$$

por analogía con los procesos adiabáticos reversibles, se define un parámetro n que viene dado por

$$\frac{R}{c_v - c} \equiv n - 1 \quad (5.77)$$

por lo tanto

$$n \equiv \frac{c_p - c}{c_v - c} \quad (5.78)$$

de esta manera, para $c_p = cte$ y $c_v = cte$, $n = cte$, y se deduce la ETE de un proceso politrópico en un gas ideal resumida en la **Tabla 5.5** en función de diversas parejas de variables de estado. Obsérvese el paralelismo con la **Tabla 5.4**, en el proceso adiabático $c = 0$, luego $n = k$.

Tabla 5.5. Expresiones de la ETE de un proceso politrópico.

Variables	Forma diferencial	Forma integral	Relación con $n = cte$
v, T	$\frac{dT}{T} + (n-1)\frac{dv}{v} = 0$	$TV^{n-1} = cte$	$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}$
P, v	$\frac{dP}{P} + n\frac{dv}{v} = 0$	$Pv^n = cte$	$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n$

Tabla 5.5. Expresiones de la ETE de un proceso politrópico (*continuación*).

P, T	$\frac{dT}{T} - \frac{n-1}{n} \frac{dP}{P} = 0$	$\frac{P^{(n-1)/n}}{T} = cte$	$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(n-1)/n}$
--------	---	-------------------------------	--

El trabajo cuasiestático en un proceso politrópico se calcula a lo largo del camino en el que $Pv^n = cte$, ($P_1v_1^n = P_2v_2^n$), entonces

$$W = \frac{P_1V_1^n}{n-1} (V_2^{1-n} - V_1^{1-n}) \quad (5.79)$$

de donde se deducen las siguientes expresiones

$$W = \frac{mR}{n-1} (T_2 - T_1) \quad (5.80)$$

o bien

$$W = \frac{1}{n-1} (P_2V_2 - P_1V_1) \quad (5.81)$$

o bien

$$W = \frac{mRT_1}{n-1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (5.82)$$

la interacción de calor se puede calcular a partir de la primera ley

$$Q = \Delta U - W = mc_v(T_2 - T_1) - \frac{mR}{n-1}(T_2 - T_1) \quad (5.83)$$

o bien

$$Q = mR(T_2 - T_1) \left[\frac{1}{k-1} - \frac{1}{n-1} \right] \quad (5.84)$$

5.5.6. Entropía

Para el modelo de gas ideal

$$Pv = RT \quad (5.85)$$

$$dU = mc_v dT \quad (5.86)$$

$$dH = mc_p dT \quad (5.87)$$

sustituyendo estas relaciones en las ecuaciones **Tds** resulta

$$ds = \frac{du + Pdv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \quad (5.88)$$

y

$$ds = \frac{dh - vdP}{T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dP}{P} \quad (5.89)$$

integrando las ecuaciones para un cambio finito de estado se deduce que

$$\Delta s = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5.90)$$

y

$$\Delta s = \int_1^2 c_p \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (5.91)$$

por lo tanto, las integrales que aparecen en las ecuaciones anteriores se pueden evaluar una vez que se conoce la dependencia de c_v y c_p con la temperatura. Normalmente la dependencia de c_p con la temperatura se expresa en términos de polinomios, expresiones matemáticas que han sido ajustadas de datos experimentales y se optimizan para obtener los coeficientes de esos polinomios, estos polinomios se emplean para reproducir valores de c_v y c_p y de otras propiedades termodinámicas con un margen de error muy pequeño y que se utilizan para construir tablas de valores de propiedades termodinámicas dependientes de la temperatura y así facilitar los cálculos para la solución de diversos problemas. Para c_v y c_p constantes

$$\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5.92)$$

y

$$\Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (5.93)$$

donde c_v y c_p son valores medios en el intervalo de temperatura dado. Estas ecuaciones proporcionan un método de evaluación bastante preciso para determinar la variación de entropía de un gas ideal en intervalos relativamente pequeños de temperatura.

En la **Tabla 5.6** se presenta un resumen de las expresiones validas para procesos

cuasiestáticos en gases ideales.

5.6. Análisis de Composición de las Mezclas de Gases Ideales

Las propiedades termodinámicas de una sustancia pura se describen en cantidades que incluyen la energía interna u , entalpía h , capacidades térmicas, etc. Los sistemas de mezclas de gases consisten en muchos gases diferentes, por lo que las propiedades termodinámicas de una mezcla resultan de la combinación de las propiedades de todas las especies de gases individuales. La ley de los gases ideales se supone para las mezclas gaseosas, lo que permite aplicar las relaciones de gases ideales a cada componente. Para determinar las propiedades de una mezcla es necesario conocer la composición de la mezcla, así como las propiedades de los componentes individuales.

Tabla 5.6. Resumen de procesos cuasiestáticos en gases ideales (base masa).

Proceso	Forma Diferencial	Forma Integral	Cambio de Energía y Entropía	Transferencia de Energía
Isobárico	$dP = 0$	$P = \text{cte}$	$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$ $\Delta S = mc_v \ln \frac{T_2}{T_1} + mR \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= mc_p \ln \frac{T_2}{T_1}$	$W = -P(V_2 - V_1)$ $= -mR(T_2 - T_1)$ $Q = \Delta H$ $= mc_p(T_2 - T_1)$
Isométrico	$dV = 0$	$V = \text{cte}$	$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$ $\Delta S = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \ln \frac{P_2}{P_1}$ $= mc_v \ln \frac{T_2}{T_1}$	$W = 0$ $Q = \Delta U$ $= mc_v(T_2 - T_1)$
Isotérmico	$dT = 0$	$T = \text{cte}$	$\Delta U = 0$ $\Delta H = 0$ $\Delta S = mR \ln \frac{V_2}{V_1}$ $= mR \ln \frac{P_1}{P_2}$	$W = -mRT \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)$ $= -mRT \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right)$ $Q = -W$

Tabla 5.6. Resumen de procesos cuasiestáticos en gases ideales (base masa) (continuación).

Adiabático reversible	$\delta Q = 0$	$Q = cte$	$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$ $\Delta S = 0$	$W = \Delta U$ $= \frac{P_2V_2 - P_1V_1}{k - 1}$ $= \frac{mR(T_2 - T_1)}{k - 1}$ $Q = 0$
Politrópico	$\frac{dT}{T} + (n-1)\frac{dv}{v} = 0$ $\frac{dP}{P} + n\frac{dv}{v} = 0$ $\frac{dT}{T} - \frac{n-1}{n}\frac{dP}{P} = 0$	$Tv^{n-1} = cte$ $Pv^n = cte$ $\frac{P^{(n-1)/n}}{T} = cte$	$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ $\Delta H = mc_p(T_2 - T_1)$ $\Delta S = mc_v\left(\frac{n-k}{n-1}\right)\ln\frac{T_2}{T_1}$	$W = \frac{P_2V_2 - P_1V_1}{n-1}$ $= \frac{mR(T_2 - T_1)}{n-1}$ $Q = \left(\frac{n-k}{k-1}\right)W$

Considerando una mezcla de gases compuesta de N componentes. La masa total de la mezcla m es la suma de las masas de los componentes individuales,

$$m = \sum_{i=1}^N m_i \quad (5.94)$$

donde m_i es la masa de la especie i . El número total de moles n en el sistema es

$$n = \sum_{i=1}^N n_i \quad (5.95)$$

donde n_i es el número de moles de la especie i en el sistema. La fracción masa ω_i y la fracción molar x_i , describen la cantidad relativa de una especie dada. Sus definiciones están dadas por

$$\omega_i \equiv \frac{m_i}{m} \quad (5.96)$$

y

$$x_i \equiv \frac{n_i}{n} \quad (5.97)$$

donde por definición

$$\sum_{i=1}^N \omega_i = 1 \quad (5.98)$$

$$\sum_{i=1}^N x_i = 1 \quad (5.99)$$

Denotando con M_i la masa molar de la especie i , la masa molar promedio M , de la mezcla está determinada por

$$M = \frac{m}{n} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{n} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i M_i}{n} = \sum_{i=1}^N x_i M_i \quad (5.100)$$

de la ley de Dalton de presiones aditivas y la ley de Amagat de volúmenes aditivos junto con la ecuación de estado de los gases ideales, la fracción molar de una especie en una mezcla se puede encontrar de la presión parcial de esa especie como

$$x_i = \frac{P_i}{P} = \frac{n_i}{n} = \frac{V_i}{V} \quad (5.101)$$

donde P_i es la presión parcial de la especie i , P es la presión total de la mezcla gaseosa, V_i el volumen parcial de la especie i y V es el volumen total de la mezcla. La relación entre las fracciones de masa y las fracciones molares se puede expresar como

$$\omega_i = \frac{M_i}{M} x_i \quad (5.102)$$

o

$$x_i = \frac{M}{M_i} \omega_i \quad (5.103)$$

La constante aparente del gas se define como

$$R \equiv \frac{\bar{R}}{M} = \sum_i \omega_i R_i \quad (5.104)$$

Las propiedades intensivas promedio de una mezcla, se pueden clasificar usando una base molar o una base de masa. Por ejemplo, una propiedad extensiva Φ por unidad de masa de una mezcla ϕ , se determina sumando la propiedad extensiva por unidad de masa para cada especie ϕ_i ponderado por la fracción de masa ω_i de la especie.

$$\phi = \frac{\Phi}{m} = \frac{\sum_i m_i \phi_i}{m} = \sum_i \omega_i \phi_i \quad (5.105)$$

Una propiedad de base molar, a menudo indicada $\bar{\phi}$ con una sobre barra, está determinada por la suma de la propiedad molar de la especie para cada especie, ponderada por la fracción molar de la especie, tal como

$$\bar{\phi} = \frac{\Phi}{n} = \frac{\sum_i n_i \bar{\phi}_i}{n} = \sum_i x_i \bar{\phi}_i \quad (5.106)$$

Suponiendo capacidades térmicas específicas constantes durante un proceso termodinámico, cambios de energía, entalpía y entropía de una especie individual por unidad de masa se describen de la siguiente manera:

$$\Delta u_i = c_{vi} (T_2 - T_1) \quad (5.107)$$

$$\Delta h_i = c_{pi} (T_2 - T_1) \quad (5.108)$$

$$\Delta s_i = c_{pi} \ln \frac{T_2}{T_1} - R_i \ln \frac{P_{i2}}{P_{i1}} \quad (5.109)$$

P_{i1} y P_{i2} denotan las presiones parciales de la especie i en el estado 1 y el estado 2, respectivamente. R_i es la constante de gas para la especie i ($R_i = \bar{R}/M_i =$ constante de gas universal / masa molar de la especie i). El cambio general de entropía para una mezcla es

$$\Delta S = \sum_i m_i \Delta s_i \quad (5.110)$$

Un resumen de las propiedades termodinámicas de las mezclas se proporciona en la **Tabla 5.7**.

Tabla 5.7. Propiedades termodinámicas de mezclas de gases ideales.

Propiedad	Base masa	Base molar
Masa molar de mezcla M (kg/kmol)	$\frac{1}{\sum_j \omega_j / M_j}$	$\sum_j x_j M_j$
Constante de gas de mezcla R (kJ/kg K)	$\sum_j \omega_j R_j$	$\frac{1}{M} \sum_j x_j \bar{R} = \frac{\bar{R}}{M}$
Densidad ρ (kg/m ³)	$\omega_i \rho$	$\frac{x_i M_i}{M} \rho$
Fracción molar x_i	$\frac{\omega_i / M_i}{\sum_j \omega_j / M_j}$	-

Tabla 5.7. Propiedades termodinámicas de mezclas de gases ideales (continuación).

Fracción masa ω_i	-	$\frac{x_i M_i}{M}$
Energía interna de mezcla u (kJ/kg)	$\sum_j \omega_j u_j$	$\frac{1}{M} \sum_j x_j \bar{u}_j$
Entalpía de mezcla h (kJ/kg)	$\sum_j \omega_j h_j$	$\frac{1}{M} \sum_j x_j \bar{h}_j$
Entropía de mezcla s (kJ/kg K)	$\sum_j \omega_j s_j$	$\frac{1}{M} \sum_j x_j \bar{s}_j$
Capacidad térmica a presión constante de mezcla c_p (kJ/kg K)	$\sum_j \omega_j c_{pj}$	$\frac{1}{M} \sum_j x_j \bar{c}_{pj}$
Capacidad térmica a volumen constante de mezcla c_v (kJ/kg K)	$\sum_j \omega_j c_{vj}$	$\frac{1}{M} \sum_j x_j \bar{c}_{vj}$
Energía interna de mezcla \bar{u} (kJ/kmol)	$M \sum_j \omega_j u_j$	$\sum_j x_j \bar{u}_j$
Entalpía de mezcla \bar{h} (kJ/kmol)	$M \sum_j \omega_j h_j$	$\sum_j x_j \bar{h}_j$
Entropía de mezcla \bar{s} (kJ/kmol K)	$M \sum_j \omega_j s_j$	$\sum_j x_j \bar{s}_j$
Capacidad térmica a presión constante de mezcla \bar{c}_p (kJ/kmol K)	$M \sum_j \omega_j c_{pj}$	$\sum_j x_j \bar{c}_{pj}$
Capacidad térmica a volumen constante de mezcla \bar{c}_v (kJ/kmol K)	$M \sum_j \omega_j c_{vj}$	$\sum_j x_j \bar{c}_{vj}$

CAPÍTULO VI: FUNDAMENTOS DE PSICROMETRÍA

La psicrometría es el estudio de mezclas de gases en las que uno o más componentes de vapor pueden condensarse, mientras que los otros componentes permanecen gaseosos. El ejemplo más importante de tales sistemas es el sistema agua–aire en el cual el vapor de agua puede condensarse del aire. En la naturaleza la condensación y vaporización de la humedad del aire da lugar a fenómenos meteorológicos tan importantes como la formación de nubes, la lluvia y el factor de enfriamiento del viento. Tales sistemas tienen también importantes aplicaciones en la ingeniería. Los enfriadores por evaporación enfrían el aire al vaporizar el agua y aumentan la humedad del aire, mientras que muchos secadores sólidos transfieren la humedad del sólido al aire, nuevamente aumentando la humedad del aire. Si bien el sistema de aire y agua es importante, no es la única mezcla de gases de este tipo de interés práctico para los ingenieros. Los gases industriales en los cuales se puede encontrar vapor de agua incluyen nitrógeno, helio, argón y otros gases inertes, metano y los gases producidos por la combustión de hidrocarburos. Las propiedades físicas de tales mezclas de gases deben caracterizarse adecuadamente antes de poder realizar cálculos de diseño en ingeniería.

6.1. Propiedades Termodinámicas del Aire y Vapor de Agua

6.1.1. Definiciones del Aire

Se usan tres definiciones básicas para describir el aire en diversas condiciones.

Aire atmosférico: contiene nitrógeno, oxígeno, dióxido de carbono, vapor de agua, otros gases y diversos contaminantes como polvo, polen y humo. Este es el aire que se respira y se usa para la ventilación.

Aire seco: existe cuando todos los contaminantes y el vapor de agua han sido eliminados del aire atmosférico. Por volumen, el aire seco contiene aproximadamente 78% de nitrógeno, 21% de oxígeno y 1% de otros gases. El aire seco se usa como referencia en psicrometría.

Aire húmedo: es una mezcla de aire seco y vapor de agua.

Debido a la variabilidad del aire atmosférico, los términos aire seco y aire húmedo se usan en psicrometría, con fines prácticos, el aire húmedo y el aire atmosférico se pueden considerar iguales en el rango de condiciones normalmente hallados.

6.1.2. Composición del Aire Húmedo

El aire húmedo y libre de contaminantes es una mezcla de gases, que al nivel del mar tiene aproximadamente la composición que se muestra en la **Tabla 6.1**.

El aire además de los constituyentes antes mencionados, contiene algunas otras impurezas, como gases, sólidos, polvos, etcétera, en proporciones que dependen de diferentes factores. Se denomina aire seco al aire que no tiene vapor de agua y conviene tratar al aire como una mezcla de aire seco y vapor de agua, ya que la composición del aire seco permanece relativamente constante mientras la cantidad de vapor agua es variable debido a la evaporación y condensación de diferentes cuerpos de agua de tamaño variable (mar, ríos, lagos, etc.).

Tabla 6.1. Composición del aire atmosférico.

Gas	Análisis Volumétrico (%)	Masa Molar (kg/kmol)*
N ₂	78.09 %	28.01 (28)
O ₂	20.93 %	31.99 (32)
Ar	0.93 %	39.94 (40)
CO ₂	0.03 %	44.01 (44)
Ne	1.8 x 10 ⁻³ %	20.17 (20)
He	5.0 x 10 ⁻⁴ %	4.00 (4)
CH ₄	1.8 x 10 ⁻⁴ %	16.04 (16)
Kr	1.0 x 10 ⁻⁴ %	83.80 (84)
H ₂	5.0 x 10 ⁻⁵ %	2.02 (2)
N ₂ O	3.0 x 10 ⁻⁵ %	44.01 (44)
CO	1.0 x 10 ⁻⁵ %	28.00 (28)
Xe	8.0 x 10 ⁻⁶ %	131.29 (131)
O ₃	variable	47.99 (48)
H ₂ O(g)	variable	18.02 (18)
Partículas	variable	-
U.S. STANDARD ATMOSPHERE 1976 NASA TM X 74335 - IUPAC © 2006 PURE APPLIED CHEMISTRY Vol. 78		* () Valores redondeados.

6.1.3. Propiedades Termodinámicas del Aire Seco

La masa molar del aire seco es de $M_a = 28.95 \text{ kg/kmol}$ según la **Tabla 6.1**, si se incluyen otros gases y se emplean porcentajes más exactos en los cálculos de la composición del aire, se obtiene el valor aceptado comúnmente de 28.97 kg/kmol y la constante particular del aire se determina como sigue

$$R_a = \frac{\bar{R}}{M_a} = \frac{8.314 \text{ kJ}/(\text{kmol K})}{28.97 \text{ kg/kmol}} = 0.287 \text{ kJ}/(\text{kg K}) \quad (6.1)$$

El aire seco a baja presión se comporta como un gas ideal, por lo tanto, el volumen específico se relaciona con la temperatura y la presión por medio de la ecuación de estado del gas ideal

$$v_a = \frac{R_a T}{P_a} \quad (6.2)$$

donde P_a es la presión parcial del aire seco. La capacidad térmica específica c_{Pa} del aire no es constante, depende de la temperatura. A una presión de 1.013 bar (1 atm) y en un intervalo de temperatura de -23°C a 57°C (250 K a 330 K) el c_{Pa} varía tan sólo $0.003 \text{ kJ}/(\text{kg K})$ aproximadamente, por lo que se considera el valor de $1.005 \text{ kJ}/(\text{kg K})$ en promedio para la capacidad térmica específica del aire. Por lo tanto

$$c_{Pa} = 1.005 \text{ kJ}/(\text{kg K}) = 1.005 \text{ kJ}/(\text{kg } ^\circ\text{C}) \quad (6.3)$$

El cambio de entalpía de un kilogramo de aire seco en el intervalo de temperaturas de T_{ref} a T se expresa

$$h_a - h_{ref} = c_{Pa} (T - T_{ref}) \quad (6.4)$$

Si se toma la temperatura de referencia de 0°C , donde la entalpía de un kilogramo de aire seco es igual a cero, entonces, la entalpía de un kilogramo de aire seco es

$$h_a = c_{Pa} T \quad (6.5)$$

El cambio de la entropía por unidad de masa de aire seco se expresa como

$$s_a - s_{ref} = c_{Pa} \ln\left(\frac{T}{T_{ref}}\right) + R_a \ln\left(\frac{P_a}{P_{ref}}\right) \quad (6.6)$$

donde T_{ref} y P_{ref} son la temperatura y presión de referencia respectivamente ($T_{ref} = 0^\circ\text{C} = 273.15 \text{ K}$, $P_{ref} = 1 \text{ bar}$), en las condiciones de referencia la entropía del

aire es igual a 0 kJ/(kg K). Por lo tanto

$$s_a = c_{Pa} \ln\left(\frac{T}{T_{ref}}\right) + R_a \ln\left(\frac{P_a}{P_{ref}}\right) \quad (6.7)$$

6.1.4. Propiedades Termodinámicas del Vapor de Agua

La masa molar del vapor de agua es de $M_v = 18 \text{ kg/kmol}$ y la constante particular es

$$R_v = \frac{\bar{R}}{M_v} = \frac{8.314 \text{ kJ}/(\text{kmol K})}{18 \text{ kg/kmol}} = 0.462 \text{ kJ}/(\text{kg K}) \quad (6.8)$$

En condiciones ambientales, el vapor de agua contenido en el aire atmosférico, raramente excede presiones de 0.0343 bar, y se encuentra a temperaturas por debajo de 57°C, en estas condiciones, el vapor de agua saturado o vapor sobrecalentado se comporta como gas ideal con suficiente precisión. El volumen específico del vapor de agua es

$$v_v = \frac{R_v T}{P_v} \quad (6.9)$$

donde P_v es la presión parcial del vapor de agua. La capacidad térmica específica aumenta ligeramente con la temperatura en el intervalo de -23°C a 57°C (250 K a 330 K). Por convención, se toma el valor la capacidad térmica específica para el vapor de agua de

$$c_{Pv} = 1.84 \text{ kJ}/(\text{kg}^\circ\text{C}) \quad (6.10)$$

Si se toma como referencia una temperatura de 0°C para el vapor de agua en la atmósfera, la entalpía del vapor de agua es entonces de 0 kJ/kg y el cambio de la entalpía del vapor de agua se calcula con la siguiente expresión

$$h_v - h_{ref} = h_{fg} + c_{Pv}(T - T_{ref}) \quad (6.11)$$

A presiones y temperaturas bajas la entalpía del vapor sobrecalentado, sólo depende de la temperatura, como se puede ver en la **Figura 6.1**. Por esta razón es que la entalpía del vapor de agua sobrecalentado a una temperatura dada y baja presión se puede aproximar a la entalpía de saturación correspondiente a esta temperatura

$$h_v(T, P) \cong h_g(T) \quad (6.12)$$

Con esta consideración se tiene un error insignificante que afecta poco los cálculos

en problemas de aire acondicionado.

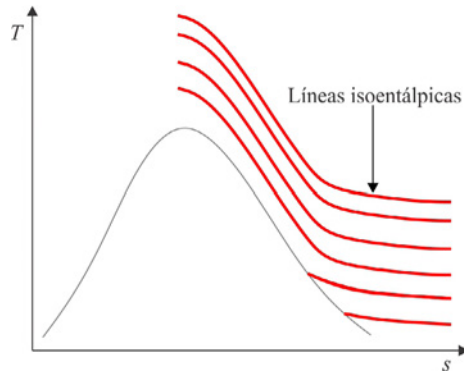


Figura 6.1. Líneas isentálpicas del vapor de agua.

La entropía del vapor de agua s_v , se obtiene en tablas de vapor saturado o vapor sobrecalentado, con sus respectivos valores de temperatura y presión.

6.2. Propiedades de la Mezcla Aire–Vapor de Agua

Además de aire, la atmósfera contiene vapor de agua. La proporción del vapor de agua en la atmósfera es menor al 1%, incluso en lugares con condiciones climáticas extremas la proporción es menor al 3%. A pesar de esta proporción relativamente pequeña, el vapor de agua contenido en el aire, es un factor importante para el confort humano y en la influencia de las propiedades de diversos materiales. Por lo tanto, la proporción de vapor de agua en el aire se debe considerar en todos los cálculos psicrométricos. Los cálculos en el aire acondicionado se simplifican considerablemente si las características de la mezcla aire–vapor se pueden determinar fácilmente. El aire húmedo se considera una mezcla de aire seco y vapor de agua, y las propiedades de cada uno se pueden establecer con mucha exactitud, porque se considera que el aire seco se comporta como un gas ideal y las propiedades del vapor de agua se pueden determinar por medio de correlaciones matemáticas o bien de tablas de vapor de agua. A continuación se presentan las leyes, las ecuaciones y los cálculos psicrométricos relevantes utilizados para obtener las propiedades del aire húmedo.

6.2.1. Ley de Dalton de las Presiones Parciales

La ley más importante, para el cálculo del aire húmedo es la ley de Dalton o ley de las presiones parciales, e indica, que cada componente en una mezcla de gases perfectos ejerce la misma presión, como si el componente estuviera sólo en el espacio ocupado

por la mezcla, a la temperatura de la mezcla. La presión total de los gases es la suma de sus presiones parciales, y el volumen de la mezcla de gases es igual al volumen ocupado por cada gas a su presión parcial. La entalpía total de la mezcla es la suma de las entalpías de cada componente a su presión parcial. El aire húmedo tiene una presión total igual a la presión atmosférica ($P = P_{atm}$) la cual es igual a la suma de las presiones parciales de los gases considerados en el aire húmedo

$$P = P_a + P_v \quad (6.13)$$

6.2.2. Mezcla Aire–Vapor de Agua

Cuando el aire y el vapor de agua saturado ocupan el mismo volumen, se dice que el aire está saturado. El vapor de agua y el aire ocupan el mismo espacio y lo relacionado con el comportamiento del vapor puede ser tratado sin tomar en cuenta al aire. Todos los cálculos se pueden realizar tomando al aire y al vapor por separado. Sin embargo, la determinación de las propiedades de la mezcla simplifican considerablemente los cálculos para el aire acondicionado.

La temperatura de bulbo seco T_{bs} es la que se mide con un termómetro ordinario, este nombre se le ha dado, debido a que el bulbo del termómetro se mantiene seco. La presión de vapor P_v , es la presión del vapor de agua existente en cualquier posición, tiempo y temperatura, y es dependiente de la cantidad de vapor en la mezcla. En una mezcla, las propiedades comunes del aire seco y del vapor de agua son la temperatura de bulbo seco y el volumen. Si el vapor sobrecalentado está presente en un espacio a una temperatura dada, se puede añadir vapor de agua hasta que el espacio se sature. La máxima cantidad de vapor que puede existir en el aire depende de la temperatura y presión de la mezcla, esta cantidad de vapor existe cuando el espacio está saturado, es decir, cuando la temperatura y la presión parcial del vapor de agua de la mezcla corresponde a la temperatura y la presión de saturación del vapor de agua, estado en el cual la presión y la temperatura son dependientes. Es decir, a cada temperatura de saturación le corresponde una presión de saturación, cuando se produce el cambio de fase líquido–vapor o viceversa. Su valor se puede leer en las tablas de vapor, no cambia por el hecho de que el vapor esté mezclado con el aire.

La presión de saturación del vapor $P_{sat} = P_g$ es la presión máxima a la que el vapor de agua puede existir, a una temperatura de bulbo seco T_{bs} dada, tal y como se muestra en la **Figura 6.2**, para el estado 2. En estas condiciones, no se puede añadir más

vapor sin que ocurra condensación o niebla.

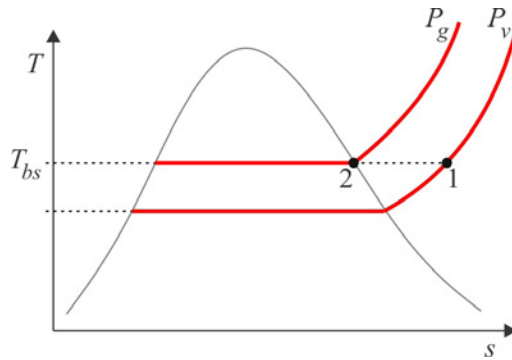


Figura 6.2. Estado 2 de saturación del vapor de agua a T_{bs} .

6.2.3. Humedad Absoluta o Específica (Relación de Humedad)

La humedad específica ω , también conocida como relación de humedad, se define como la masa de vapor de agua en una mezcla con respecto a la masa de aire seco presente, expresada en [kg de vapor / kg de aire seco].

$$\omega = \frac{m_v}{m_a} \quad (6.14)$$

Considerando al aire y al vapor como gases ideales se tiene que

$$\omega = \frac{R_a T P_v V}{R_v T P_a V} = \frac{R_a P_v}{R_v P_a} = 0.622 \frac{P_v}{P_a} \quad (6.15)$$

Al sustituir la expresión de la presión parcial del aire de la ecuación (6.13), se tiene que la humedad específica es

$$\omega = 0.622 \frac{P_v}{P - P_v} \quad (6.16)$$

sólo válida para la mezcla aire–vapor de agua, ya que el factor 0.622 es el cociente de las masas molares del aire y del vapor de agua.

6.2.4. Humedad Relativa

La humedad relativa se define como la relación entre la presión parcial del vapor y la presión de saturación correspondiente a la temperatura de bulbo seco de la mezcla, y se expresa

$$\phi = \frac{P_v(T_{bs})}{P_g(T_{bs})} \quad (6.17)$$

La humedad relativa también puede definirse en términos de las densidades, presiones parciales, de las masas o volúmenes específicos del aire y el vapor como

$$\phi = \frac{\rho_v(T_{bs})}{\rho_g(T_{bs})} = \frac{m_v}{m_g} = \frac{P_v}{P_g} = \frac{v_g(T_{bs})}{v_v(T_{bs})} \quad (6.18)$$

Se deduce considerando que ambas sustancias satisfacen la ecuación de estado de gas ideal a la temperatura de bulbo seco. Si se combinan las ecuaciones (6.16) y (6.17), también se puede expresar la humedad relativa como

$$\phi = \frac{\omega P}{(0.622 + \omega) P_g} \quad (6.19)$$

y la humedad específica como

$$\omega = 0.622 \frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \quad (6.20)$$

Obsérvese que la humedad relativa varía desde 0, para aire seco, hasta 1 para aire saturado. La cantidad de humedad que el aire puede contener depende de su temperatura. Por lo tanto, la humedad relativa del aire cambia con la temperatura aunque su humedad específica permanezca constante.

6.2.5. Volumen, Entalpía y Entropía Específicos

La base de cálculo de todos los procesos de acondicionamiento de aire es como ya se dijo, la masa de aire seco porque es lo único que permanece constante a través de todas las operaciones. Es también la base del volumen específico, que en lo sucesivo se entiende como volumen por unidad de masa de aire seco. Y se deduce de la siguiente manera

$$PV = n\bar{R}T \quad (6.21)$$

$$PV = (n_a + n_v)\bar{R}T \quad (6.22)$$

$$V = \left(\frac{m_a}{M_a} + \frac{m_v}{M_v} \right) \frac{\bar{R}T}{P} \quad (6.23)$$

$$\frac{V}{m_a} = v = \left(\frac{1}{M_a} + \frac{\omega}{M_v} \right) \frac{\bar{R}T}{P} = \frac{\bar{R}T}{M_a P} + \omega \frac{\bar{R}T}{M_v P} \quad (6.24)$$

$$v = v_a + \omega v_v \quad (6.25)$$

Nótese que el volumen específico aumenta con la humedad, es decir el aire húmedo tiene menor densidad que el aire seco. Por eso las nubes normalmente están muy altas en la atmósfera. La entalpía de una mezcla de aire seco y vapor de agua es la suma de las entalpías de cada uno de los componentes individuales

$$H = H_a + H_v \quad (6.26)$$

Por unidad de masa de aire seco, la entalpía específica se expresa

$$h = h_a + \omega h_v \quad (6.27)$$

Sustituyendo las definiciones de las entalpías para el aire (6.5) y el vapor (6.12), se tiene

$$h \cong c_{pa} T_{bs} + \omega h_g \quad (6.28)$$

La entropía de la mezcla aire seco y vapor de agua, es la suma de la entropía del aire y entropía del vapor de agua por la humedad específica, y se expresa de la siguiente manera

$$s = s_a + \omega s_v \quad (6.29)$$

$$s = c_{pa} \ln \left(\frac{T_{bs}}{T_{ref}} \right) + R_a \ln \left(\frac{P_a}{P_{ref}} \right) + \omega s_v \quad (6.30)$$

Al sustituir el valor de la presión parcial del aire de la ecuación (6.13), se tiene que la entropía específica de la mezcla vapor de agua y aire es:

$$s = c_{pa} \ln \left(\frac{T_{bs}}{T_{ref}} \right) + R_a \ln \left(\frac{P - P_v}{P_{ref}} \right) + \omega s_v \quad (6.31)$$

6.2.6. Temperaturas del Aire-Vapor de Agua

Tres medidas diferentes de temperatura son utilizadas en la carta psicrométrica:

1. La temperatura del bulbo seco es la temperatura del aire determinada por un termómetro ordinario. La temperatura de bulbo seco se da en los informes meteorológicos. La escala de temperatura del bulbo seco se encuentra en la

base del gráfico de la **Figura 6.3**.

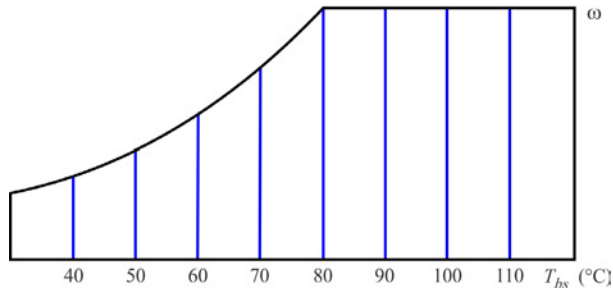


Figura 6.3. Líneas de temperatura de bulbo seco T_{bs} constante.

2. La temperatura del bulbo húmedo refleja el efecto de enfriamiento de la evaporación del agua. Este efecto se usa a menudo para refrescar edificios y casas. La temperatura del bulbo húmedo se puede determinar pasando aire sobre un termómetro que ha sido envuelto con una pequeña cantidad de tela húmeda. El efecto de enfriamiento del agua de evaporación provoca una temperatura más baja en comparación con la temperatura de bulbo seco del aire. La escala de temperatura del bulbo húmedo se encuentra a lo largo de la porción de curva de la izquierda del gráfico de la **Figura 6.4**.

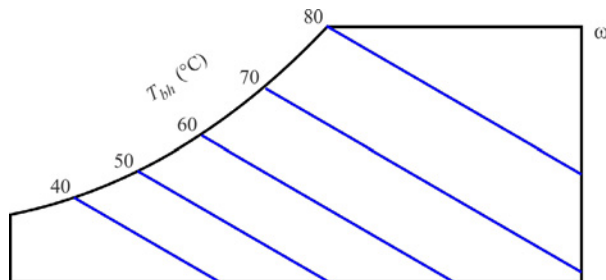


Figura 6.4. Líneas de temperatura de bulbo húmedo T_{bh} constante.

3. La temperatura del punto de rocío es la temperatura por debajo de la cual la humedad se condensa en el aire. El aire que contiene tanto vapor de agua como sea posible se dice que está saturado o en su punto de rocío. La escala de temperatura del punto de rocío se encuentra a lo largo de la misma porción de curva del gráfico como en la escala de temperatura de bulbo húmedo, **Figura 6.5**.

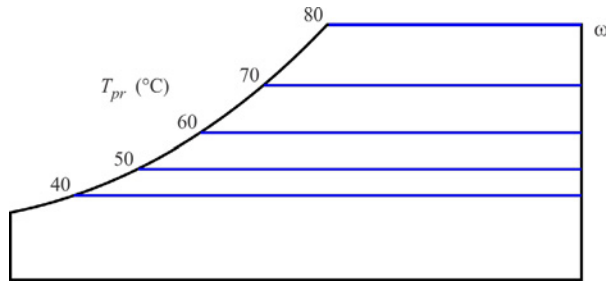


Figura 6.5. Líneas de temperatura de punto de rocío T_{pr} constante.

Cuando una mezcla de aire–vapor de agua se enfría a presión constante, sin aumento ni disminución de humedad, la temperatura a la cual el vapor comienza a condensarse se le llama temperatura de rocío del aire. La temperatura de rocío es simplemente la temperatura de saturación correspondiente a la presión parcial del vapor en la mezcla aire–vapor de agua

$$T_{pr} = T_{sat}(P_v) \quad (6.32)$$

El enfriamiento hasta el punto de rocío es el proceso 1–3 de la **Figura 6.6**. El punto 3 es aire saturado, es decir, mezcla de aire y vapor de agua saturado. Otro proceso de saturación de aire, pero distinto del punto de rocío, es la compresión isotérmica, proceso 1–2 de la **Figura 6.6** que representa a los diagramas T - s y P - v del vapor de agua contenido en el aire húmedo.

Si el aire se continúa enfriando por debajo de la temperatura de rocío, punto 3, o se continúa comprimiendo a la izquierda del punto 2, se separa agua líquida, y se forma niebla. En el caso de que la temperatura de rocío sea menor que la del punto triple del agua (0.01°C), en vez de agua líquida se forma hielo, es decir, escarcha.

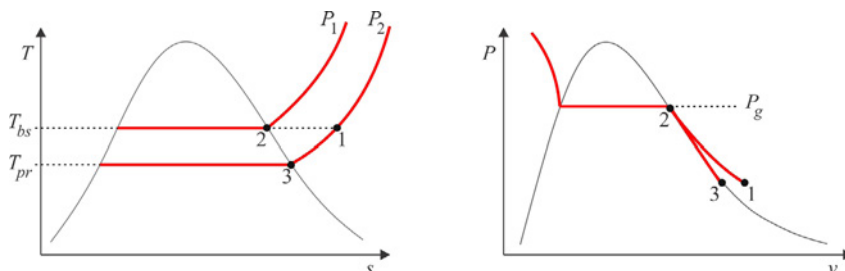


Figura 6.6. Procesos de saturación de vapor en aire húmedo: 1–2 por compresión isotérmica y 1–3 por enfriamiento isobárico.

La temperatura del vapor sobrecalentado es mayor que la temperatura de saturación correspondiente a la presión parcial del vapor. La temperatura del aire y del vapor es la misma, por lo tanto la temperatura de bulbo seco del aire es mayor que la temperatura de rocío.

6.3. Proceso de Saturación Adiabática

Un proceso de saturación adiabática se lleva a cabo con un flujo de aire constante y a presión total constante. La **Figura 6.7** ilustra el proceso; aire no saturado entra en el estado 1 a una temperatura T_1 , con humedad específica ω_1 y una entalpía h_1 y se hace pasar sobre una superficie de agua, su humedad empieza a incrementarse, la cámara es lo bastante larga para que el aire al salir, salga saturado, estado 2. La cantidad de agua líquida evaporada al aire es $(\omega_2 - \omega_1)$ con una temperatura de T_2 , para reemplazar el agua evaporada durante el proceso.

Mientras que el proceso se realiza adiabáticamente, se puede hacer la siguiente observación; la temperatura de salida T_2 es menor que la temperatura de entrada T_1 , debido al intercambio de calor sensible del aire al agua, energía necesaria para que se produzca la evaporación. La humedad específica del aire de salida ω_2 es mayor que la humedad específica del aire de entrada ω_1 . Es por eso que, se le debe agregar al proceso una cantidad de agua de repuesto de $(\omega_2 - \omega_1)\dot{m}_a$ para que se mantenga en continuo. La entalpía del aire de salida es mayor que la entalpía del aire de entrada, porque existe una adición de energía al vapor de agua por medio del agua de repuesto, que es suministrada a una temperatura de T_2 y con una entalpía de h_f . La temperatura del aire de salida o temperatura de saturación adiabática depende de las condiciones dadas del aire húmedo de entrada, presión barométrica, temperatura y su contenido inicial de humedad (P_1 , T_1 y ω_1).

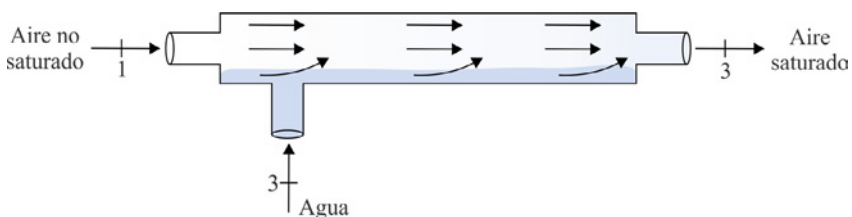


Figura 6.7. Esquema de un humidificador adiabático.

Considerando que la entalpía del aire de salida sea igual a la entalpía del aire que entra, más la adición de entalpía del agua de repuesto, se tiene la siguiente expresión

$$h_2 = h_1 + (\omega_2 - \omega_1)(h_f)_{T_2} \quad (6.33)$$

El término $(\omega_2 - \omega_1)(h_f)_{T_2}$ es una cantidad muy pequeña, normalmente menor al 1% de la entalpía h_2 . Por lo tanto, es evidente que el proceso de saturación adiabática se puede considerar como un proceso a entalpía constante. La relación entre la temperatura de saturación adiabática T_2 y las condiciones iniciales del aire P_1 , T_1 y ω_1 , se puede deducir a partir de las ecuaciones de un balance de masa y energía al proceso de saturación adiabática, los balances de masa para el aire y el agua son respectivamente

$$\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a2} = \dot{m}_a \quad (6.34)$$

y

$$\dot{m}_{v1} + \dot{m}_f = \dot{m}_{v2} \quad (6.35)$$

o bien

$$\omega_1 \dot{m}_a + \dot{m}_f = \omega_2 \dot{m}_a \quad (6.36)$$

por lo tanto

$$\dot{m}_f = (\omega_2 - \omega_1) \dot{m}_a \quad (6.37)$$

El balance de energía según la **Figura 6.7** es

$$H_1 + H_3 = H_2 \quad (6.38)$$

o bien

$$\dot{m}_a h_1 + \dot{m}_f h_f = \dot{m}_a h_2 \quad (6.39)$$

$$\dot{m}_a h_1 + (\omega_2 - \omega_1) \dot{m}_a h_f = \dot{m}_a h_2 \quad (6.40)$$

$$h_1 + (\omega_2 - \omega_1) h_f = h_2 \quad (6.41)$$

$$h_{a1} + \omega_1 h_{v1} + (\omega_2 - \omega_1) h_f = h_{a2} + \omega_2 h_{v2} \quad (6.42)$$

sustituyendo la entalpía del aire por su expresión para un gas ideal

$$c_{pa}T_1 + \omega_1 h_{v1} + (\omega_2 - \omega_1)h_f = c_{pa}T_2 + \omega_2 h_{v2} \quad (6.43)$$

Para calcular ω_1 , cuando se conocen T_2 y T_1 , se despeja de la ecuación anterior y aplicando la ecuación (6.12) se tiene

$$\omega_1 = \frac{c_{pa}(T_2 - T_1) + \omega_2(h_{g2} - h_f)}{(h_{g1} - h_f)} \quad (6.44)$$

donde $h_f = h_f(T_2)$.

6.4. Temperatura de Bulbo Húmedo

La temperatura de bulbo húmedo T_{bh} , es la temperatura medida con el bulbo de un termómetro cubierto con una gasa húmeda y haciendo pasar un flujo de aire por éste, preferentemente con una velocidad mayor de 2 m/s, de esta forma la humedad empieza a evaporarse. La temperatura del agua y del aire circundante baja proporcionalmente a la evaporación ocurrida. La temperatura final que alcanza depende de la humedad del aire. Si el aire que rodea al termómetro está seco, la evaporación es grande y el descenso en la temperatura es relativamente grande. Por el contrario, si el aire está muy húmedo, la evaporación es lenta y, por lo tanto, la diferencia entre la temperatura de bulbo seco y la temperatura de bulbo húmedo es pequeña. En el caso en que el aire se encuentre saturado, no habrá evaporación, y por consiguiente la temperatura no disminuye.

El calor necesario para causar la evaporación, de la manera descrita anteriormente, se transfiere como calor sensible del agua depositada en la gasa, provocando una disminución de la temperatura del agua. Este calor sensible se transforma en calor latente de vaporización, pero la energía total del sistema permanece constante y la temperatura de bulbo húmedo es constante. Un proceso de bulbo húmedo constante se aproxima a un proceso de entalpía constante.

Para cálculos psicrométricos se dice que el término de temperatura de bulbo húmedo es sinónimo de temperatura de saturación adiabática. Como conclusión, se puede decir que el proceso de bulbo húmedo se realiza cambiando calor latente por calor sensible del agua de la gasa húmeda, de este modo, midiendo simultáneamente la temperatura de bulbo seco T_{bs} y la temperatura de bulbo húmedo T_{bh} y sustituyéndolas en la ecuación (6.44) se obtiene la expresión de la humedad específica

$$\omega_1 = \frac{c_{pa}(T_{bh} - T_{bs}) + \omega_2(h_{gbh} - h_{fbh})}{(h_{gbs} - h_{fbh})} \quad (6.45)$$

donde ω_2 se puede calcular a partir de la ecuación (6.20)

$$\omega_2 = \frac{0.622P_{gbh}}{P - P_{gbh}} \quad (6.46)$$

La **Figura 6.8** ilustra las temperaturas de bulbo seco, bulbo húmedo y de punto de rocío a las que se encuentra el vapor de agua en algún estado dado. Esta figura también ilustra los procesos de bulbo húmedo que es el proceso adiabático de saturación (proceso 1–2) y el proceso de enfriamiento hasta el punto de rocío (proceso 1–3).

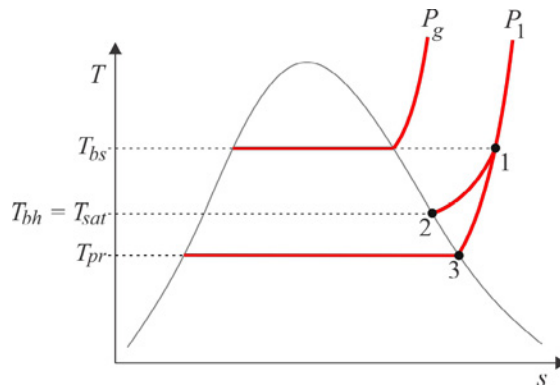


Figura 6.8. Saturación de aire por el proceso de bulbo húmedo, proceso 1–2.

6.5. Carta Psicrométrica

El diagrama psicrométrico es la representación gráfica de las propiedades del aire húmedo a una determinada presión total (generalmente, a 1 atm, es decir, 101.391 kPa = 1.01391 bar). Estos diagramas son distintos según sea el valor de la presión atmosférica P_{atm} . Se representa en las ordenadas la humedad absoluta ω o la presión del vapor de agua P_v , y en las abscisas la temperatura de bulbo seco del aire T_{bs} , véase la **Figura 6.9**.

Cruzan la carta psicrométrica una serie de isolíneas; las de humedad relativa (ϕ constante), temperatura de bulbo húmedo (T_{bh} constante), isoentálpicas (h constante), isócoras (v constante), de humedad específica (ω constante), de temperatura de bulbo seco (T_{bs} constante), entre otras.

Con el fin de establecer estas isolíneas en la carta psicrométrica, se definen

ecuaciones para la humedad específica, en términos de la temperatura de bulbo seco y de la propiedad que se desea que permanezca constante.

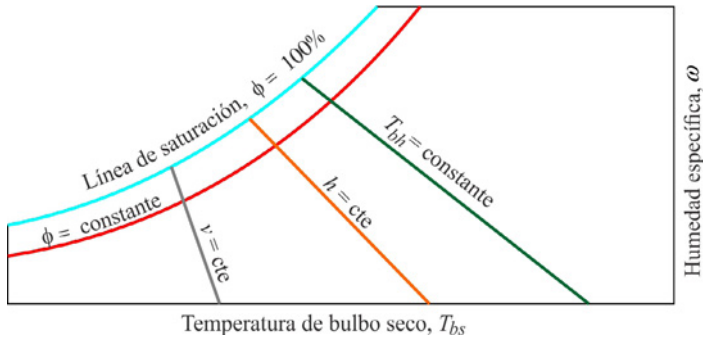


Figura 6.9. Esquema de una carta psicrométrica.

6.5.1. Líneas de Humedad Relativa ϕ Constante

Las líneas de humedad relativa ϕ constante se construyen con la ecuación (6.20)

$$\omega = 0.622 \frac{\phi P_g(T_{bs})}{P - \phi P_g(T_{bs})}$$

Los valores de la presión de saturación del agua $P_g(T_{bs})$ se pueden tomar de las tablas del vapor de agua o de una correlación dependiente de la temperatura. Cada línea de humedad relativa tiene su propia asíntota. Para la curva de saturación, cuando $\phi = 100\%$, la humedad específica se expresa como

$$\omega = 0.622 \frac{P_g(T_{bs})}{P - P_g(T_{bs})}$$

6.5.2. Líneas Isoentálpicas

De la definición de entalpía total de la mezcla aire-vapor, ecuación (6.28), se obtiene la humedad específica en función de la temperatura de bulbo seco. La ecuación de las isoentálpicas es

$$\omega \cong \frac{h - c_{pa}T_{bs}}{(h_g)_{T_{bs}}}$$

donde

$$\omega_2 = 0.622 \frac{P_{g_{bh}}}{P - P_{g_{bh}}}$$

6.5.3. Líneas de Volumen Específico Constante

Se deducen a partir de la ecuación (6.24)

$$\omega = M_v \left(\frac{P_v}{RT} - \frac{1}{M_a} \right) \quad (6.49)$$

6.6. Procesos de Aire Acondicionado

Con el fin de acondicionar el aire a las condiciones de confort humano o del control óptimo de un proceso industrial requerido, ciertos procesos deben llevarse a cabo en el aire exterior disponible. Los procesos que afectan las propiedades psicrométricas del aire se llaman procesos psicrométricos o de aire acondicionado. Estos procesos implican la mezcla de corrientes de aire, calefacción, refrigeración, humidificación, deshumidificación, saturación adiabática y sobre todo las combinaciones de estos.

Los procesos psicrométricos importantes se enumeran a continuación:

1. Mezcla adiabática de dos corrientes de aire.
2. Calentamiento y enfriamiento simple.
3. Enfriamiento y deshumidificación.
4. Enfriamiento y humidificación (enfriamiento evaporativo).
5. Calentamiento y deshumidificación.
6. Humidificación.
7. Deshumidificación.

6.6.1. Mezcla Adiabática de Dos Corrientes de Aire

Un proceso frecuentemente usado en el aire acondicionado es la mezcla adiabática de dos o más corrientes de aire, todas con diferente temperatura de bulbo seco y humedad específica. Las propiedades finales de la mezcla de aire dependen de la masa, de la temperatura y de la humedad específica original de cada una de las corrientes.

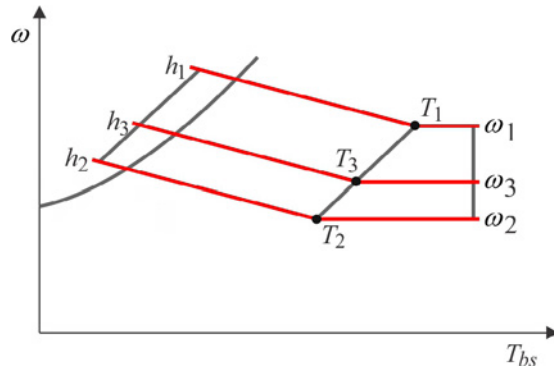


Figura 6.10. Mezcla de dos corrientes de aire húmedo.

De acuerdo con la **Figura 6.10** se tienen dos masas de aire \dot{m}_{a1} y \dot{m}_{a2} . Realizando los balances de masa del aire y el vapor de agua se tiene que

$$\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2} = \dot{m}_{a3} \quad (6.50)$$

y

$$\dot{m}_{v1} + \dot{m}_{v2} = \dot{m}_{v3} \quad (6.51)$$

o

$$\omega_1 \dot{m}_{a1} + \omega_2 \dot{m}_{a2} = \omega_3 \dot{m}_{a3} \quad (6.52)$$

y el balance de energía

$$\dot{m}_{a1} h_1 + \dot{m}_{a2} h_2 = \dot{m}_{a3} h_3 \quad (6.53)$$

De las ecuaciones (6.50), (6.52) y (6.53) se deduce que la humedad absoluta y entalpía final de la mezcla es una media ponderada de las dos corrientes que se mezclan, por lo tanto, estas propiedades se encuentran en un punto intermedio de la recta que une los estados 1 y 2 en un diagrama $\omega - T_{bs}$, véase **Figura 6.10**. La humedad específica y la entalpía de la mezcla son

$$\omega_3 = \frac{\omega_1 \dot{m}_{a1} + \omega_2 \dot{m}_{a2}}{\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2}} \quad (6.54)$$

y

$$h_3 = \frac{\dot{m}_{a1}h_1 + \dot{m}_{a2}h_2}{\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2}} \quad (6.55)$$

En el caso, que el estado 3 quede como lo indica la **Figura 6.11**, se presenta la condensación. Entonces el estado final 4 se encuentra en el estado de saturación, este estado es el que representa la nueva mezcla.

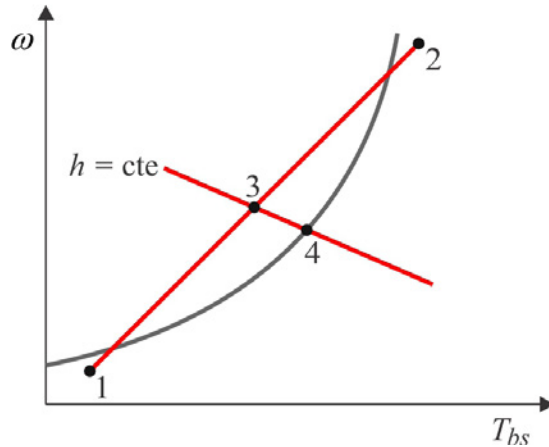


Figura 6.11. Mezcla de dos corrientes con condensación para el estado final 4.

6.6.2. Calentamiento y Enfriamiento Simples

Un proceso de calentamiento simple, generalmente sucede cuando un flujo de aire, a presión constante entra en contacto con una superficie seca y más caliente que el aire, tal y como se representa en la **Figura 6.12**, el aire aumenta su temperatura de bulbo seco, que se aproxima a la temperatura T_3 de la superficie con la que entra en contacto, la humedad específica ω , la temperatura del punto de rocío T_{pr} y la presión de vapor P_v permanecen constantes. En este proceso no se agrega ni quita vapor, pero el vapor contenido en la mezcla aire-vapor a la temperatura de bulbo seco T_1 , en el estado 1, comienza a calentarse hasta alcanzar una temperatura T_2 mayor en el estado 2. La temperatura de la superficie caliente se supone constante. Dicho proceso de calentamiento se da en la dirección de aumento de la temperatura de bulbo seco siguiendo una línea de humedad específica constante en la carta psicrométrica, la cual aparece como una línea horizontal. Observe que la humedad relativa del aire disminuye durante un proceso de calentamiento, incluso si la humedad específica ω permanece constante. Esto se debe a que la humedad relativa es la relación entre el contenido de humedad y la capacidad del aire de sostener humedad a la misma temperatura, y la capacidad de sostener humedad aumenta con la temperatura, véase la ecuación (6.19).

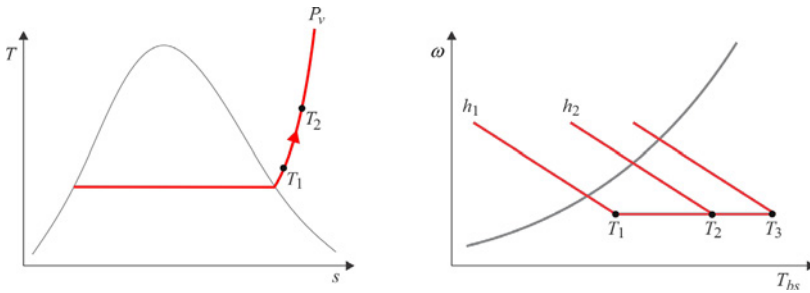


Figura 6.12. Calentamiento simple en los diagramas $T-s$ y $\omega-T_{bs}$.

Un proceso de enfriamiento a humedad específica constante es similar al proceso de calentamiento analizado antes, excepto que la temperatura de bulbo seco disminuye y la humedad relativa aumenta durante un proceso de este tipo, como se muestra en la **Figura 6.13**. El enfriamiento se logra al pasar el aire sobre algunos serpentines por los cuales fluye un refrigerante o agua fría.

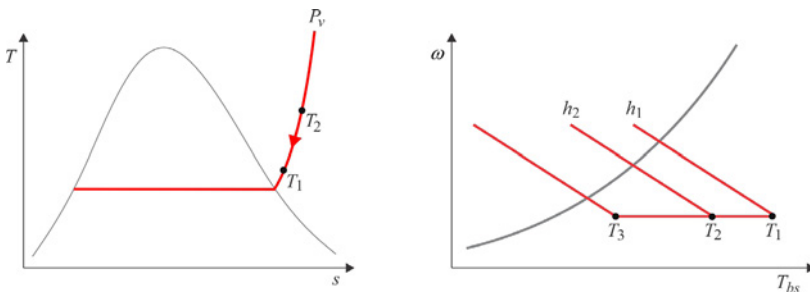


Figura 6.13. Enfriamiento simple en los diagramas $T-s$ y $\omega-T_{bs}$.

Las ecuaciones de conservación de la masa para el aire y para el vapor de agua en los procesos de calentamiento o enfriamiento que no incluyen humidificación o deshumidificación se reducen a

$$\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a2} = \dot{m}_a \quad (6.56)$$

y

$$\dot{m}_{v1} = \dot{m}_{v2} \quad (6.57)$$

o

$$\omega_1 = \omega_2 \quad (6.58)$$

Si no se considera cualquier trabajo que pueda estar presente y se desprecian las energías cinética y potencial, en este caso la ecuación de conservación de la energía se reduce a

$$\dot{Q} = \dot{m}_a (h_2 - h_1) \quad (6.59)$$

o

$$q = h_2 - h_1 \quad (6.60)$$

o

$$q = (c_{Pa} + \omega c_{Pv})(T_2 - T_1) \quad (6.61)$$

donde h_1 y h_2 son las entalpías por unidad de masa de aire seco a la entrada y a la salida de la sección de calentamiento o enfriamiento, respectivamente, c_{Pa} y c_{Pv} son las capacidades térmicas específicas del aire y vapor de agua, respectivamente.

6.6.3. Enfriamiento y Deshumidificación

En aplicaciones de aire acondicionado se requiere retirar tanto el calor latente como el calor sensible de algún espacio, con el fin de que se mantengan condiciones de confort para los ocupantes de ese espacio, mantener condiciones requeridas en algún proceso determinado o para mantener equipos en estado óptimo.

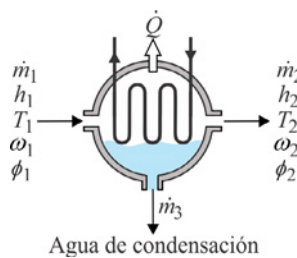


Figura 6.14. Enfriamiento y deshumidificación del aire.

El aire caliente y húmedo entra a la sección de enfriamiento en el estado 1. A medida que pasa por los serpentines de enfriamiento, su temperatura disminuye y su humedad relativa aumenta a humedad específica constante. Si la sección de enfriamiento tiene la longitud suficiente, el aire alcanza su punto de rocío (estado 1', aire saturado). El enfriamiento adicional del aire resulta en la condensación de una parte de la humedad en el aire, véase **Figura 6.14**. Este permanece saturado durante

todo el proceso de condensación, que sigue una línea de 100 por ciento de humedad relativa hasta que alcanza el estado final (estado 2). El vapor de agua, que se condensa saliendo del aire durante este proceso, se elimina de la sección de enfriamiento por medio de un canal independiente. Suele considerarse que el condensado sale de la sección de enfriamiento a T_2 . Si el aire pasa a través de una superficie, a presión constante, cuya temperatura sea menor que el punto de rocío del aire, parte del vapor de agua del aire se condensa y la mezcla se enfría simultáneamente según el proceso 1–2 de la **Figura 6.15**. El aire al enfriarse se satura, estado 1', y disminuye su humedad específica. El agua condensada, estado 3, es líquido saturado, a la misma temperatura de salida que el aire.

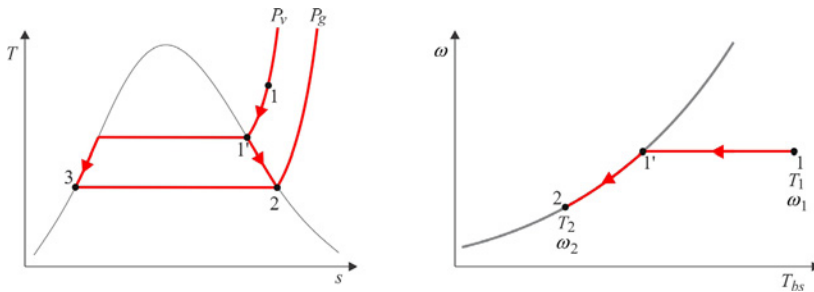


Figura 6.15. Proceso de enfriamiento y deshumidificación en los diagramas $T-s$ y $\omega-T_{bs}$.

Este proceso es la manera más sencilla de reducir la humedad absoluta del aire. En sistemas que incluyen condensación, la temperatura T_2 se llama punto de rocío del aparato. El esquema del sistema, así como la carta psicrométrica del proceso se muestran en las **Figuras 6.14** y **6.15**. Observe que la cantidad de vapor de agua en el aire disminuye ($\omega_2 < \omega_1$) durante el proceso debido a la deshumidificación.

Aplicando los balances de masa y energía para el aire y el vapor de agua en la sección de enfriamiento y deshumidificación se obtiene

$$\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a2} = \dot{m}_a \quad (6.62)$$

y

$$\dot{m}_{v1} = \dot{m}_{v2} + \dot{m}_f \quad (6.63)$$

o

$$\omega_1 \dot{m}_{a1} = \omega_2 \dot{m}_{a2} + \dot{m}_f \quad (6.64)$$

además

$$0 = \dot{Q} + \dot{m}_a h_1 - \dot{m}_a h_2 - \dot{m}_f h_f \quad (6.65)$$

La cantidad de agua y calor retirados, se expresan de la siguiente manera

$$\dot{m}_f = (\omega_1 - \omega_2) \dot{m}_a \quad (6.66)$$

y

$$\dot{Q} = \dot{m}_a (h_2 - h_1) + \dot{m}_f h_f \quad (6.67)$$

6.6.4. Enfriamiento y Humidificación (Enfriamiento Evaporativo)

El aire de la atmósfera de climas desérticos es con frecuencia caliente y seco, tiene una humedad relativa muy baja. Mejor que hacer pasar el aire por una zona de enfriamiento por refrigeración, que resulta costoso, es posible sacar provecho de la baja humedad para conseguir el enfriamiento. Esto se consigue haciendo pasar la corriente de aire a través de una región donde se pulveriza agua, como se muestra en la **Figura 6.16a**. Debido a la baja humedad relativa, parte de la corriente de agua líquida se evapora. La energía necesaria para el proceso de evaporación proviene de la corriente de aire y por ello se enfría. El efecto global es un enfriamiento y una humidificación de la corriente de aire, y el proceso se llama *enfriamiento por evaporación*. Este proceso es prácticamente equivalente al proceso de saturación adiabática ya revisado (sección 6.3), que constituye otro ejemplo de humidificación

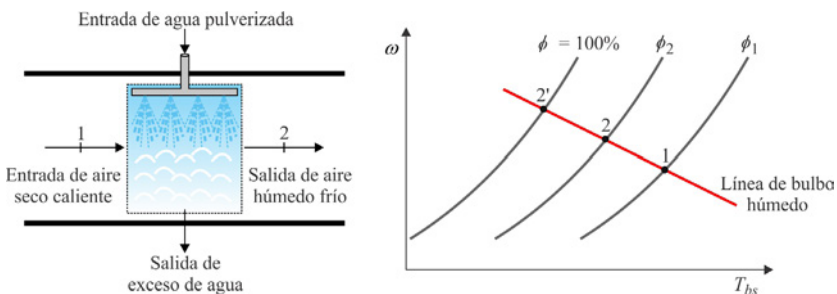


Figura 6.16. Proceso de enfriamiento evaporativo en el diagrama $\omega-T_{bs}$.

Los balances de masa y energía del proceso de enfriamiento adiabático sin interacciones de trabajo y con variaciones de energía cinética y potencial despreciables se puede escribir como

$$\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a2} = \dot{m}_a \quad (6.68)$$

y

$$\dot{m}_{v1} + \dot{m}_f = \dot{m}_{v2} \quad (6.69)$$

o

$$\omega_1 \dot{m}_{a1} + \dot{m}_f = \omega_2 \dot{m}_{a2} \quad (6.70)$$

por lo tanto

$$\dot{m}_f = (\omega_2 - \omega_1) \dot{m}_a \quad (6.71)$$

del balance de energía

$$0 = \dot{m}_{a1} h_1 + \dot{m}_f h_f - \dot{m}_{a2} h_2 \quad (6.72)$$

o

$$0 = h_1 + (\omega_2 - \omega_1) h_f - h_2 \quad (6.73)$$

donde h_f se evalúa como la entalpía del líquido saturado a la temperatura del líquido. La única diferencia en cuanto a la aplicación de estas ecuaciones está en que en un proceso de saturación adiabática el líquido se lleva hasta la temperatura T_2 , mientras que en el enfriamiento por evaporación, la temperatura de la corriente de agua líquida que entra admite cualquier valor razonable. Esta diferencia en la temperatura del agua que entra es relativamente irrelevante para el análisis, por lo tanto, el camino que sigue el proceso queda muy próximo a una línea de temperatura de bulbo húmedo constante en un diagrama psicrométrico, como se indica en la **Figura 6.16b**. Puesto que las líneas de temperatura de bulbo húmedo constante coinciden con las líneas de entalpía constante, puede suponerse que la entalpía del flujo de aire permanece constante, es decir

$$T_{bh} \cong \text{constante} \quad \text{y} \quad h \cong \text{constante}$$

durante un proceso de enfriamiento evaporativo, que es una aproximación razonable y de uso común en los cálculos de acondicionamiento de aire.

6.6.5. Calentamiento y Deshumidificación

El calentamiento y deshumidificación simultáneos se pueden llevar a cabo pasando el aire por un absorbente sólido tales como gel de sílica o aluminio activo, o por absorbentes líquidos como cloruro de litio o cloruro de calcio, en ambos casos el absorbente tiene una presión de vapor de agua menor que la del aire **Figura 6.17**. La humedad se condensa del aire, en consecuencia, el calor latente se libera y aumenta el calor sensible del aire.

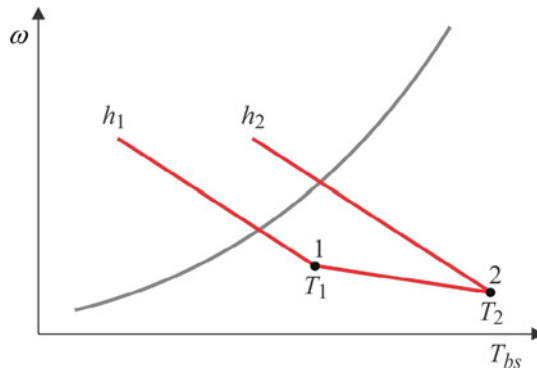


Figura 6.17. Calentamiento y deshumidificación en el diagrama $\omega-T_{bs}$.

6.6.6. Humidificación

Cuando el aire pasa a través de un humidificador, el aire se humedece y se puede calentar, enfriar o permanecer a la misma temperatura. Durante este proceso se incrementa la humedad específica y la entalpía del aire, la temperatura de bulbo seco aumenta, disminuye o permanece constante según la temperatura inicial del aire y del agua en el humidificador. Si se suministra suficiente agua, el aire se acerca a la saturación y se pueden obtener los tres casos anteriormente mencionados, los cuales se representan en la **Figura 6.18** y son:

- 1-2, la temperatura del agua en el humidificador es menor que la del aire.
- 1-3, la temperatura del agua en el humidificador es igual a la del aire.
- 1-4, la temperatura del agua en el humidificador es mayor a la del aire.

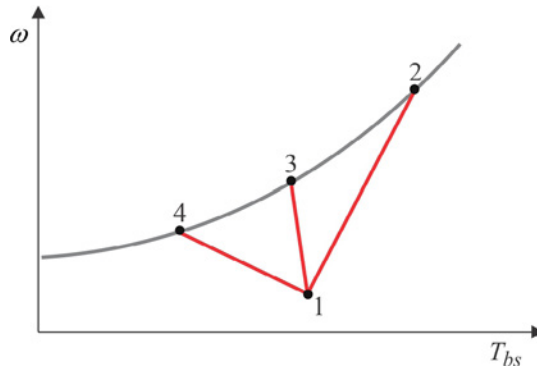


Figura 6.18. Procesos de humidificación en el diagrama $\omega-T_{bs}$.

Los estados 2, 3 y 4 representan la salida del aire del aspersor en un estado de saturación. El aire sale a esas condiciones siempre que exista un buen contacto de aire y agua. También puede suceder que el agua del aspersor esté a una temperatura menor que la del bulbo húmedo pero mayor que la del punto de rocío del aire, entonces el aire se enfría y humidifica simultáneamente. En este proceso el aire pasa a través de un aspersor de agua, la humedad específica aumenta y la temperatura de bulbo seco baja. Esto constituye el proceso de saturación adiabática previamente explicado.

En algunos procesos, la humedad específica se aumenta agregando agua, que se absorbe en forma de vapor. El agua vaporizada en el aire absorbe calor del propio aire, lo cual hace descender la temperatura, el aire se enfría a la vez que se humidifica. Por eso, este proceso sirve también como método de enfriamiento de agua por evaporación. Por lo tanto, para conservar o aumentar la temperatura, es necesario agregar calor de otra fuente.

La climatización de aire que requiere un aumento de la humedad del aire incluye, además de la humidificación, dos procesos de calentamiento, antes y después de la humidificación. Para efectuar este proceso, existen dos métodos según las condiciones iniciales del aire que se tengan, estos son

- 1) En la **Figura 6.19** se muestra como se logra un proceso sencillo de humidificación capaz de regular tanto la temperatura como la humedad del aire, usado en aire acondicionado. Primero, el aire se calienta, proceso 1-1' y luego se humidifica, proceso 1'-2. En la **Figura 6.20** se muestran los diagramas $T-s$ y $\omega-T_{bs}$ del proceso.

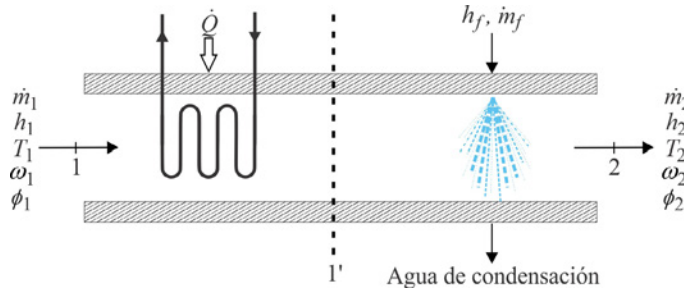


Figura 6.19. Proceso de humidificación de aire.

Realizando los balances de masa para el aire seco y el vapor de agua se tiene que:

$$\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a2} = \dot{m}_a \quad (6.74)$$

y

$$\omega_1 \dot{m}_{a1} + \dot{m}_f = \omega_2 \dot{m}_{a2} \quad (6.75)$$

y el balance de energía es

$$\dot{Q} + \dot{m}_{a1} h_1 + \dot{m}_f h_f = \dot{m}_{a2} h_2 \quad (6.76)$$

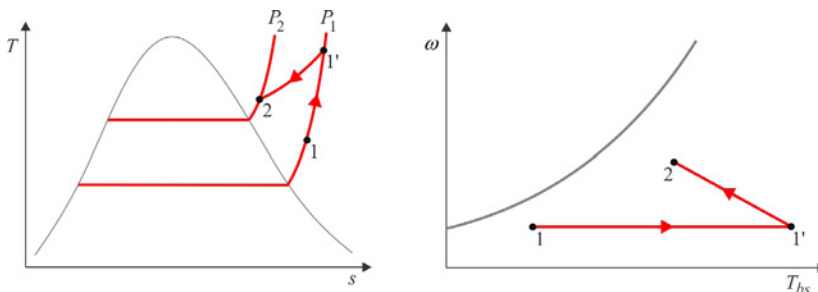


Figura 6.20. Procesos de calentamiento (1-1') y humidificación (1'-2) de aire.

- 2) El segundo método, que se muestra en la **Figura 6.21**, consiste en calentar primero hasta el estado 1', después se humidifica con agua caliente hasta saturar en el estado 2', luego se vuelve a calentar hasta obtener la condición final 2. El estado de saturación 2' debe ser tal que sea el punto de rocío del estado 2. En la **Figura 6.22** se muestra un diagrama $T-s$ y $\omega-T_{hs}$ del proceso.

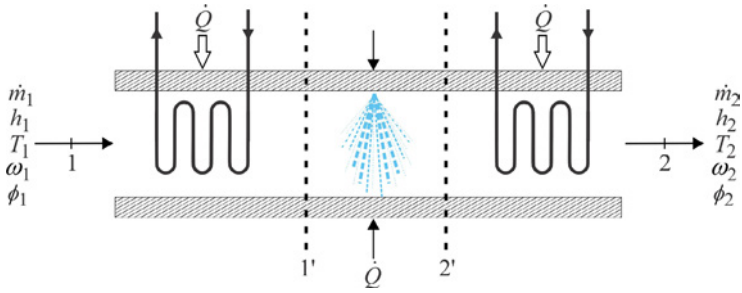


Figura 6.21. Procesos de calentamiento, humidificación y recalentamiento.

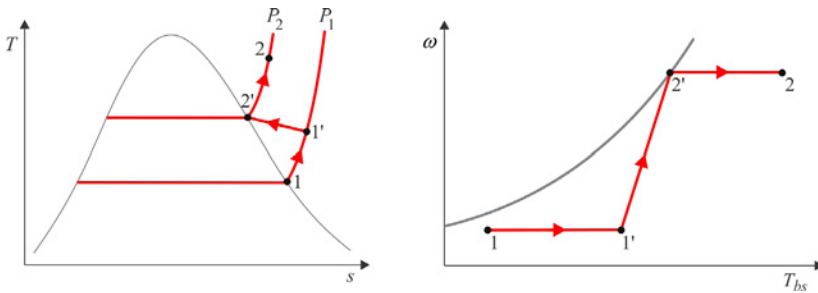


Figura 6.22. Proceso de humidificación de aire en el diagrama $T-s$ y $\omega-T_{bs}$.

6.6.7. Deshumidificación

La deshumidificación es necesaria muy a menudo en procesos de aire acondicionado o en procesos industriales. La humedad puede ser removida por absorción en líquidos o sólidos, o enfriando por debajo del punto de rocío. La deshumidificación representada en el diagrama $T-s$ puede verse en la **Figura 6.23**, donde se muestra solamente los procesos del vapor de agua. Primero se enfría hasta el punto de rocío, después al continuar enfriando se condensa hasta eliminar el agua necesaria para alcanzar el punto de rocío del estado deseado, por último, se recalienta hasta la condición final sin añadir ni absorber agua. En la **Figura 6.24** se muestra un diagrama $T-s$ y $\omega-T_{bs}$ del proceso.

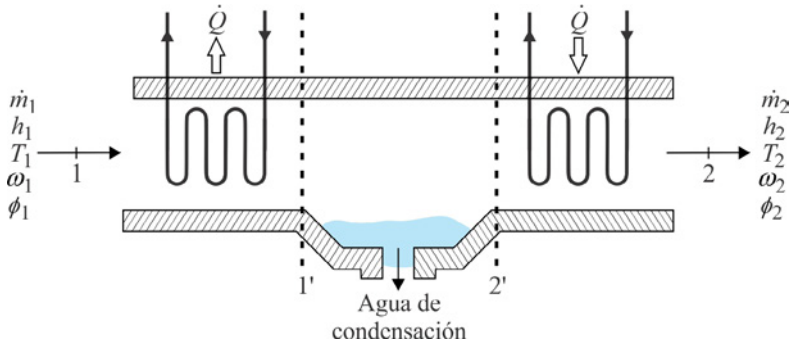


Figura 6.23. Proceso de deshumidificación de aire.

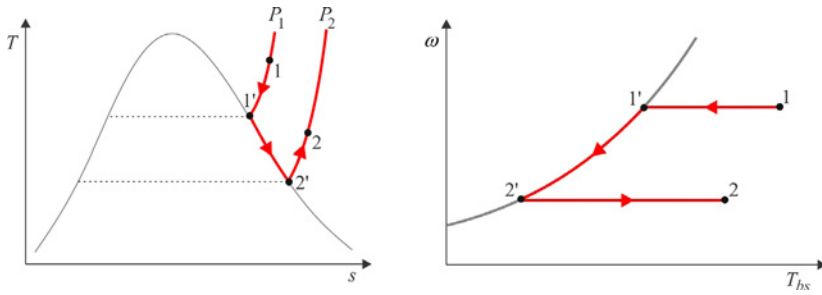


Figura 6.24. Proceso de deshumidificación de aire en el diagrama $T-s$ y $\omega-T_{bs}$.

CAPÍTULO VII: FUNDAMENTOS DE COMBUSTIÓN

La termodinámica clásica proporciona una técnica general del balance energético global para describir componentes y procesos. La disciplina particular denominada termoquímica se ocupa del análisis de energía global asociado con los procesos de combustión. En la mayoría de los casos, el principio de conservación de la energía se establece para cambios o procesos, que se producen entre alguna condición inicial de equilibrio o estado, a otra condición de equilibrio final. Dado que la termodinámica clásica no aborda la velocidad a la que ocurren estos procesos reactivos, el alcance de este capítulo no contempla temas que describan la naturaleza dinámica de la combustión. Sólo se abordan las peculiaridades de la reacción de combustión, es decir, se pone especial atención a la termodinámica de una reacción en fase gaseosa entre un combustible y aire u oxígeno.

7.1. Elementos del Proceso de la Combustión

Sin entrar en detalles del proceso de combustión por el momento, los elementos más importantes, que intervienen en el mismo son (véase **Figura 7.1**):

- El combustible, elemento que representa la energía potencial a aprovechar.
- El oxidante, elemento imprescindible en las reacciones de combustión.
- Sistemas auxiliares, cuya misión es poner en contacto el oxidante y el combustible.
- Un reactor, espacio o volumen donde se desarrolla el proceso de combustión.
- La energía, propiedad disponible liberada durante el proceso de combustión.
- Productos de combustión, elementos que contienen energía sólo disponible por recuperación.

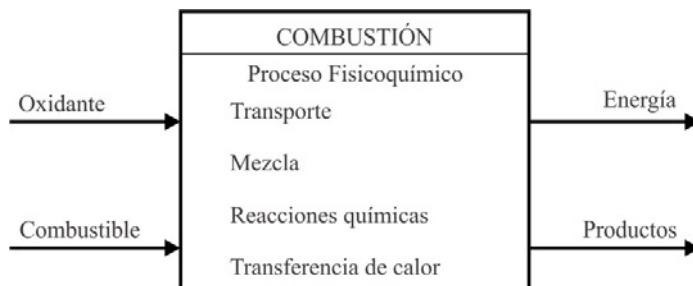


Figura 7.1. Esquema del proceso de combustión.

7.2. Combustibles

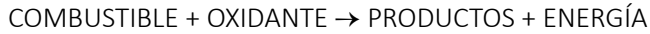
Con el nombre de combustibles se designa a todas las sustancias que combinadas con el oxígeno producen energía en forma de calor, luz y formación de gases.

De la definición anterior se desprende que la propiedad fundamental de las sustancias combustibles es su poder calorífico (**pc**), es decir, la cantidad de energía térmica que es capaz de entregar un combustible al ser quemado, midiéndose en unidades energéticas por unidad de masa, molar o volumen como: [kJ/kg], [kJ/kmol] o [kJ/m³], respectivamente.

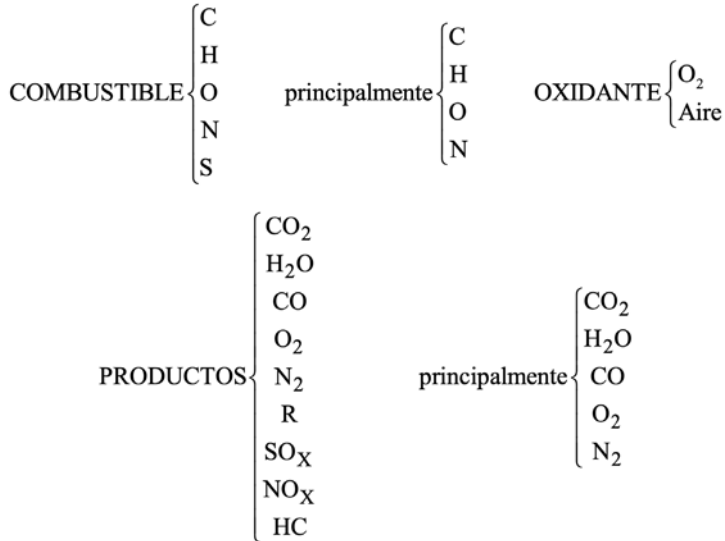
En el mundo existen gran variedad de combustibles, sin embargo, debido a que el tema es muy extenso, en este capítulo se tratan únicamente los combustibles fósiles o hidrocarburos de la forma $C_nH_mO_l$.

7.3. Estequiometría de las Reacciones de Combustión

El procedimiento para suministrar la energía térmica necesaria en hornos, calderas y otros dispositivos consiste en transformar la energía potencial contenida en los combustibles en energía térmica mediante su combustión. En general, una reacción de combustión es aquella que incluye un combustible, un oxidante y liberación de energía. El oxidante puede ser oxígeno O_2 o aire, y como productos se forman el dióxido de carbono CO_2 y el agua H_2O , principalmente, junto con otros productos como dióxido de azufre SO_2 , que proceden de los componentes menores del combustible. La combustión completa requiere la presencia del oxígeno suficiente para que todo el carbono y el hidrógeno del combustible se conviertan en dióxido de carbono CO_2 y agua H_2O . Durante una combustión incompleta aparecen otros productos; el más importante es el monóxido de carbono CO . La reacción general se establece como:



donde

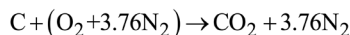


Para cualquier reacción combustible-oxidante dada, las proporciones de combinación reales en la obtención del potencial de energía pueden depender de:

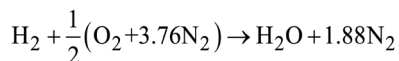
- el combustible,
- del oxidante,
- del proceso de combustión, y/o
- del dispositivo de combustión.

La combustión completa ideal de un combustible supone la formación de productos completamente oxidados. El producto oxidado más estable del carbono es el dióxido de carbono CO_2 , mientras que el producto oxidado más estable de hidrógeno es el agua H_2O . Por lo tanto, los productos oxidados más estables formados a partir de la combustión completa de cualquier combustible hidrocarburo son sólo CO_2 y H_2O . Por ejemplo, algunas ecuaciones importantes y básicas de combustión son:

1) Combustión del carbono con aire:



2) Combustión del hidrógeno con aire:



Como se considera que el nitrógeno es inerte, éste aparece en ambos lados de la ecuación, es decir, se supone que el nitrógeno no se disocia a altas temperaturas a menos que se diga lo contrario. Si el oxidante es oxígeno O_2 , entonces se elimina el nitrógeno N_2 en las reacciones anteriores.

7.4. Composición del Aire como Oxidante

En la industria, la quema de combustibles por lo general se lleva a cabo empleando aire como oxidante, ya que éste es una mezcla supuesta de gases no reactivos que bajo condiciones normales ($T = 25^\circ\text{C}$ y $P = 1 \text{ atm}$) se comportan como un gas ideal. Los componentes principales del aire se listan en la **Tabla 7.1**, sin embargo, en cálculos de combustión para fines prácticos, se supone que el aire es aproximadamente el 21% de O_2 y el 79% de N_2 en volumen. Este aire teórico, denominado aire seco, tiene una masa molar promedio de aproximadamente $28.97 \text{ kg/kmol} \approx 29 \text{ kg/kmol}$. Para cada mol de O_2 en el aire hay 3.76 moles adicionales de N_2 o 4.76 moles totales de aire para cada mol de O_2 .

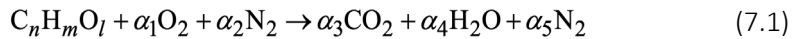
Tabla 7.1. Composición estándar del aire seco.

Gas	Porcentaje en moles o volumen
N_2	78.09 %
O_2	20.93 %
Ar	0.93 %
CO_2	0.03 %
Ne	1.8×10^{-3} %
He	5.0×10^{-4} %
Kr	1.0×10^{-4} %
H_2	5.0×10^{-5} %
Xe	8.0×10^{-6} %
O_3	5.0×10^{-5} %
U.S. STANDARD ATMOSPHERE 1976 NASA TM X 74335 - IUPAC © 2006 PURE APPLIED CHEMISTRY Vol. 78	

7.5. Reacción Teórica o Estequiométrica

Para un combustible dado, una de las consideraciones básicas, en el análisis de los procesos de combustión, es la reacción teórica o estequiométrica. Por definición,

ocurre una reacción teórica o estequiométrica cuando la reacción es completa y en los productos de la combustión no hay oxígeno ni combustible excedentes. Para que la combustión sea completa, se requiere la presencia de oxígeno suficiente para que todo el carbono y el hidrógeno del combustible se conviertan en CO_2 y H_2O . El aire estequiométrico es la cantidad de aire seco requerida para quemar un combustible completamente en productos sin disociación. Los cálculos estequiométricos se determinan realizando un balance de átomos para cada uno de los elementos de la mezcla. Por ejemplo, considerando la combustión de un mol de combustible $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_l$ con aire seco



Realizando un balance de átomos para C, H, O y N se obtiene

$$\text{C: } n = \alpha_3$$

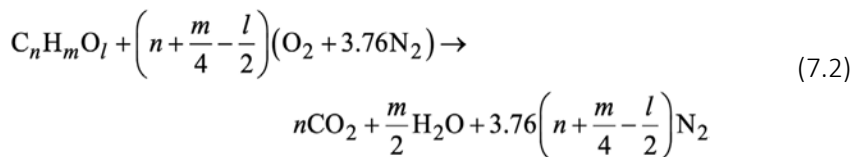
$$\text{H: } m = 2\alpha_4$$

$$\text{O: } l + 2\alpha_1 = 2\alpha_3 + \alpha_4$$

$$\text{N: } 2\alpha_2 = 2\alpha_5$$

$$\frac{\text{N}}{\text{O}}: \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{79}{21} = 3.762$$

donde la última ecuación representa la proporción volumétrica de N_2 a O_2 en el aire seco considerado para cerrar el conjunto de 5 ecuaciones con las 5 incógnitas α_i ($i=1, \dots, 5$). Resolviendo este conjunto de ecuaciones para las α_i , partiendo de un mol de combustible, la ecuación estequiométrica para la combustión completa de un combustible $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_l$ con aire seco es



donde n representa el número de carbonos, m el número de hidrógenos y l el número de oxígenos en el combustible.

Tabla 7.2. Reacciones de combustión completa, con aire estequiométrico, de combustibles gaseosos.

Gas Combustible	Reacción de Combustión	Oxígeno req. m ³ /m ³	Aire req. m ³ /m ³	Gases de Combustión m ³ /m ³		
		V_{O_2}	V_{Aire}	V_{CO_2}	V_{H_2O}	V_{N_2}
Oxido de carbono	$CO + 0.5O_2 \rightarrow CO_2$	0.5	2.38	1	0	1.88
Hidrógeno	$H_2 + 0.5O_2 \rightarrow H_2O$	0.5	2.38	0	1	1.88
Metano	$CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O$	2.0	9.52	1	2	7.52
Etano	$C_2H_6 + 3.5O_2 \rightarrow 2CO_2 + 3H_2O$	3.5	16.67	2	3	13.17
Propano	$C_3H_8 + 5O_2 \rightarrow 3CO_2 + 4H_2O$	5.0	23.81	3	4	18.81
Butano	$C_4H_{10} + 6.5O_2 \rightarrow 4CO_2 + 5H_2O$	6.5	30.95	4	5	24.45
Pentano	$C_5H_{12} + 8O_2 \rightarrow 5CO_2 + 6H_2O$	8.0	38.10	5	6	30.10
Hexano	$C_6H_{14} + 9.5O_2 \rightarrow 6CO_2 + 7H_2O$	9.5	45.24	6	7	35.74
Heptano	$C_7H_{16} + 11O_2 \rightarrow 7CO_2 + 8H_2O$	11.0	52.38	7	8	41.38
Octano	$C_8H_{18} + 12.5O_2 \rightarrow 8CO_2 + 9H_2O$	12.5	59.53	8	9	47.03
Etileno	$C_2H_4 + 3O_2 \rightarrow 2CO_2 + 2H_2O$	3.0	14.27	2	2	11.29
Acetileno	$C_2H_2 + 2.5O_2 \rightarrow 2CO_2 + H_2O$	2.5	11.91	2	1	9.41
Benceno	$C_6H_6 + 7.5O_2 \rightarrow 6CO_2 + 3H_2O$	7.5	35.72	6	3	28.22
Tolueno	$C_7H_8 + 9O_2 \rightarrow 7CO_2 + 4H_2O$	9.0	42.81	7	4	33.86
Metanol	$CH_4O + 1.5O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O$	1.5	7.14	1	2	5.64
Etanol	$C_2H_6O + 3O_2 \rightarrow 2CO_2 + 3H_2O$	3.0	14.28	2	3	11.29

Resumiendo, una ecuación química expresa el principio de conservación de la masa en términos de la conservación de los átomos de las diversas especies que en ella se consideran. En realidad, los procesos de combustión requieren más aire que el indicado por la reacción teórica, porque aún cuando se tienen condiciones estequiométricas, la combustión completa no tiene lugar. En la **Tabla 7.2** se listan las reacciones de combustión completa de algunos combustibles gaseosos con la cantidad de oxígeno estequiométrico requerida.

7.6. Exceso de Aire

Si de las condiciones teóricas se pasa a las reales, se observa que para conseguir una buena combustión hay que introducir una cantidad mayor de oxígeno para asegurar una buena mezcla entre el combustible y oxígeno que permita una combustión completa y sin inquemados ni disociación. Cuando se suministra el aire en cantidades superiores a las demandadas por la combustión teórica, entonces a ese aire extra se denomina exceso de aire. Un exceso de aire (o de oxígeno) significa que se ha empleado un valor superior al 100% teórico. En tal caso necesariamente aparece oxígeno como uno de los gases en los productos

de combustión. El porcentaje de exceso de aire %EA se define como

$$\%EA = \frac{m_a - m_{a,est}}{m_{a,est}} \times 100 \quad (7.3a)$$

donde m_a es la masa del exceso de aire y $m_{a,est}$ es la cantidad de masa de aire estequiométrica tal que $m_a \geq m_{a,est}$, el subíndice **est** indica un valor en la condición estequiométrica. La expresión anterior también puede escribirse como

$$\%EA = \frac{n_a - n_{a,est}}{n_{a,est}} \times 100 \quad (7.3b)$$

o bien

$$\%EA = \frac{V_a - V_{a,est}}{V_{a,est}} \times 100 \quad (7.3c)$$

donde n y V son el número de moles y volumen de aire, respectivamente. Definiendo el coeficiente λ

$$\lambda = \frac{m_a}{m_{a,est}}, \quad \lambda \geq 1 \quad (7.4)$$

como el factor de aire, se concluye que cuando $\lambda = 1$, se tiene la cantidad de aire estequiométrica, es decir, no hay exceso de aire y si $\lambda > 1$, existe una cantidad en exceso de aire representada por EA, luego

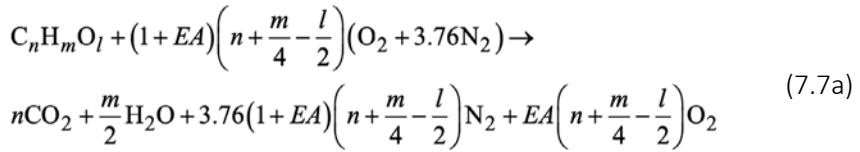
$$EA = \frac{m_a - m_{a,est}}{m_{a,est}} = \lambda - 1 \quad (7.5)$$

o bien

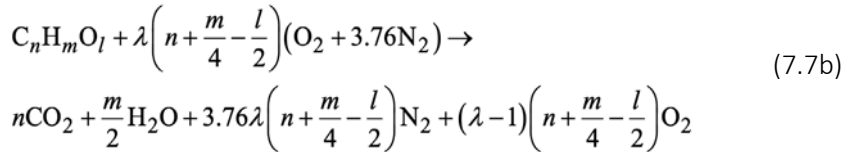
$$\lambda = 1 + EA \quad (7.6)$$

Obsérvese que λ también puede ser menor que la unidad indicando con esto que hay una deficiencia de aire, este caso no es de interés en este capítulo, de ahí, la condición de que el factor de aire satisfaga la restricción $\lambda \geq 1$.

En el caso de un quemador que recibe un %EA, la ecuación para la reacción química de combustión completa de un mol de combustible $C_nH_mO_i$, se escribe como



o bien



En la práctica, es probable que se presenten otros productos en pequeñas cantidades. Obsérvese que si el porcentaje de exceso de aire es %EA = 0.0 (EA = 0 o λ = 1), las ecuaciones (7.7) se reducen a la ecuación (7.2).

Tabla 7.3. Reacciones de combustión completa de combustibles gaseosos con 10% de exceso de aire requerido.

Reacción de Combustión	Oxígeno req. m3/m3	Aire req. m3/m3	Gases de Combustión m3/m3			
	V_{O_2}	V_{Aire}	V_{CO_2}	V_{H_2O}	V_{N_2}	V_{O_2}
$CO + 0.55O_2 \rightarrow CO_2 + 0.05O_2$	0.55	2.62	1	0	2.07	0.05
$H_2 + 0.55O_2 \rightarrow H_2O + 0.05O_2$	0.55	2.62	0	1	2.07	0.05
$CH_4 + 2.2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + 0.2O_2$	2.20	10.48	1	2	8.27	0.20
$C_2H_6 + 3.85O_2 \rightarrow 2CO_2 + 3H_2O + 0.35O_2$	3.85	18.33	2	3	14.48	0.35
$C_3H_8 + 5.5O_2 \rightarrow 3CO_2 + 4H_2O + 0.5O_2$	5.50	26.19	3	4	20.68	0.50
$C_4H_{10} + 7.15O_2 \rightarrow 4CO_2 + 5H_2O + 0.65O_2$	7.15	34.05	4	5	26.88	0.65
$C_5H_{12} + 8.8O_2 \rightarrow 5CO_2 + 6H_2O + 0.8O_2$	8.80	41.91	5	6	33.09	0.80
$C_6H_{14} + 10.45O_2 \rightarrow 6CO_2 + 7H_2O + 0.95O_2$	10.45	49.72	6	7	39.29	0.95
$C_7H_{16} + 12.1O_2 \rightarrow 7CO_2 + 8H_2O + 1.1O_2$	12.10	57.62	7	8	45.50	1.10
$C_8H_{18} + 13.75O_2 \rightarrow 8CO_2 + 9H_2O + 1.25O_2$	13.75	65.48	8	9	51.70	1.25
$C_2H_4 + 3.3O_2 \rightarrow 2CO_2 + 2H_2O + 0.3O_2$	3.30	15.71	2	2	12.41	0.30
$C_2H_2 + 2.75O_2 \rightarrow 2CO_2 + H_2O + 0.25O_2$	2.75	13.10	2	1	10.34	0.25
$C_6H_6 + 8.25O_2 \rightarrow 6CO_2 + 3H_2O + 0.75O_2$	8.25	39.29	6	3	31.02	0.75
$C_7H_8 + 9.9O_2 \rightarrow 7CO_2 + 4H_2O + 0.9O_2$	9.90	47.14	7	4	37.22	0.90
$CH_4O + 1.65O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + 0.15O_2$	1.65	7.86	1	2	6.20	0.15
$C_2H_6O + 3.3O_2 \rightarrow 2CO_2 + 3H_2O + 0.3O_2$	3.30	15.71	2	3	12.41	0.30

En la **Tabla 7.3** se dan las reacciones de combustión completa de combustibles gaseosos con la cantidad de 10% ($\lambda = 1.1$) de oxígeno en exceso requerida.

7.7. Relación Aire–Combustible y Relación de Equivalencia

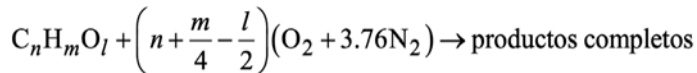
La relación existente entre la masa de aire y la masa de combustible suministrada al proceso de combustión recibe el nombre de relación de aire–combustible R_{AC} , y se expresa por

$$R_{AC} = \frac{m_a}{m_c} \quad (7.8a)$$

en [kg de aire / kg de combustible] (adimensional), m_a , m_c son las masas de aire y combustible en [kg], respectivamente, $0 < R_{AC} < \infty$. La relación aire combustible molar se define como

$$\bar{R}_{AC} = \frac{n_a}{n_c} \quad (7.8b)$$

en [kmol de aire / kmol de combustible] (adimensional), y n_a , n_c son los moles de aire y combustible en [kmol], respectivamente. Existe una relación bien definida entre la relación de aire y combustible y el porcentaje teórico o el porcentaje de exceso de aire. Considerando la reacción estequiométrica general, ecuación (7.1) para un combustible $C_nH_mO_l$, escrita como



donde $(n + m / 4 - l / 2)$ es el número teórico de moles de O_2 requerido por mol de combustible. Para una reacción estequiométrica de combustible en general

$$R_{AC,est} = \frac{m_a}{m_c} = \frac{n_a M_a}{n_c M_c} = \frac{4.76 \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2}\right) (28.97)}{(1)(12n + m + 16l)}$$

por lo tanto

$$R_{AC,est} = 34.5 \frac{(4n + m - 2l)}{(12n + m + 16l)} \quad (7.9a)$$

y

$$\bar{R}_{AC,est} = \frac{n_a}{n_c} = 4.76 \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2}\right) \quad (7.9b)$$

donde $R_{AC,est}$ y $\bar{R}_{AC,est}$ son las relaciones aire–combustible másica y molar, respectivamente, para una reacción estequiométrica o ideal de combustión, M_a y M_c son las masas molares del aire y combustible en [kg/kmol], respectivamente. En la **Tabla 7.4** se muestran las relaciones aire–combustible másicas y molares para la combustión completa de 1 kmol de combustible, por ejemplo, la R_{AC} estequiométrica del hidrógeno es de aproximadamente 34.2.

Tabla 7.4. Relación aire–combustible para combustión completa con aire estequiométrico $\lambda=1$ y 10% de exceso de aire $\lambda=1.1$.

Gas Combustible	R_{AC} kg/kg $\lambda = 1$	R_{AC} kg/kg $\lambda = 1.1$	\bar{R}_{AC} kg/kg $\lambda = 1$	\bar{R}_{AC} kg/kg $\lambda = 1.1$
CO	2.46	2.71	2.38	2.62
H ₂	34.20	37.62	2.38	2.62
CH ₄	17.19	18.91	9.52	10.47
C ₂ H ₆	16.05	17.67	16.66	18.33
C ₃ H ₈	15.64	17.21	23.80	26.18
C ₄ H ₁₀	15.42	16.96	30.94	30.03
C ₅ H ₁₂	15.29	16.82	38.08	41.89
C ₆ H ₁₄	15.20	16.72	45.22	49.74
C ₇ H ₁₆	15.14	16.65	52.36	57.60
C ₈ H ₁₈	15.09	16.60	59.50	65.45
C ₂ H ₄	14.75	16.23	14.28	15.71
C ₂ H ₂	13.24	14.56	11.90	13.09
C ₆ H ₆	13.24	14.56	35.70	39.27
C ₇ H ₈	13.47	14.82	42.84	47.12
CH ₄ O	6.46	7.11	7.14	7.85
C ₂ H ₆ O	8.98	9.88	14.28	15.71

La relación combustible–aire R_{CA} también se usa para describir una mezcla combustible y simplemente es el recíproco de la relación aire–combustible R_{AC} .

$$R_{CA,est} = \frac{1}{R_{AC,est}} \quad (7.10)$$

Para una reacción con un %EA, se tiene

$$R_{AC,real} = (1 + EA)R_{AC,est} = \lambda R_{AC,est} \quad (7.11)$$

donde $R_{AC,real}$ es la relación aire–combustible para una reacción de combustión con

un %EA. Si se conocen las relaciones de aire-combustible estequiométrica y real se puede determinar el porcentaje de exceso de aire como

$$\%EA = \frac{R_{AC,real} - R_{AC,est}}{R_{AC,est}} \times 100 \quad (7.12)$$

La normalización de la relación combustible-aire real mediante la relación combustible-aire estequiométrica define la relación de equivalencia ϕ , la cual queda expresada como

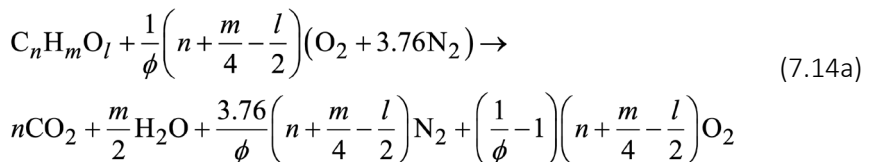
$$\phi = \frac{R_{CA,real}}{R_{CA,est}} = \frac{R_{AC,est}}{R_{AC,real}} = \frac{1}{\lambda} \quad (7.13a)$$

o bien

$$\phi = \frac{R_{AC,est}}{R_{AC,real}} = \frac{m_{a,est}}{m_a} = \frac{n_{a,est}}{n_a} = \frac{n_{O_2,est}}{n_{O_2}} \quad (7.13b)$$

$\phi < 1$ significa que es una mezcla pobre en combustible (rica en oxidante), $\phi = 1$ es una mezcla estequiométrica y $\phi > 1$ es una mezcla rica en combustible (pobre en oxidante). Similar a R_{CA} , el rango de ϕ está limitado, $0 < \phi < \infty$, correspondiente a los límites de aire y combustible puros respectivamente. Se debe tener en cuenta que la relación de equivalencia es una cantidad normalizada que proporciona la información sobre el contenido de la mezcla de combustión. Dada una de las tres variables (R_{CA} , ϕ y %EA), las otras dos se pueden deducir como se resume en la **Tabla 7.5** con sus relaciones gráficas.

En general, los productos de combustión incluyen diferentes especies químicas como radicales y otras, además de las especies principales (CO_2 , H_2O , N_2 , O_2), y el equilibrio de la ecuación estequiométrica requiere el uso de relaciones de equilibrio termodinámico si intervienen las otras especies diferentes a las principales. Sin embargo, suponiendo que los productos contienen sólo especies principales (combustión completa) y exceso de aire, la ecuación global para la combustión con exceso de aire ($\phi \leq 1$) es



en términos de %EA, se tiene

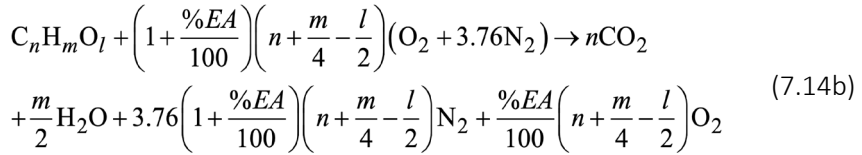
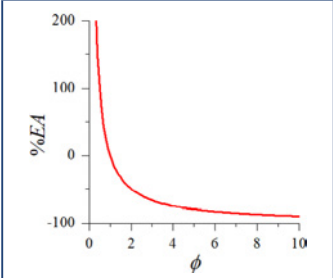
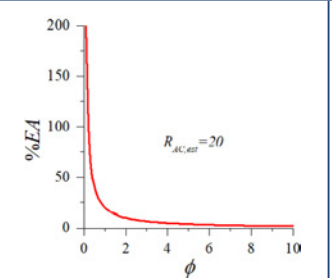
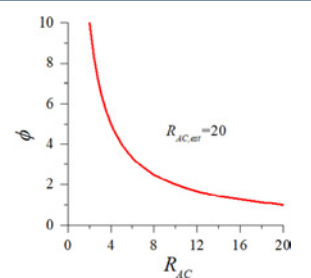
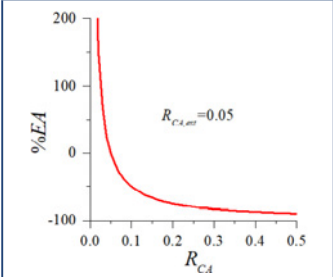
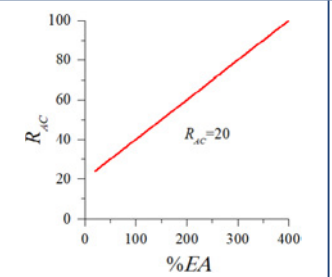
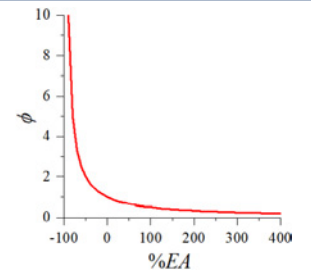


Tabla 7.5. Relaciones entre las tres variables R_{CA} , ϕ y %EA para describir mezclas de reacción.

%EA	R_{AC}	ϕ
$\%EA = \frac{1-\phi}{\phi} \times 100$	$R_{AC} = \frac{R_{AC,est}}{\phi}$	$\phi = \frac{R_{AC,est}}{R_{AC}}$
		
$\%EA = \frac{1 - \frac{R_{CA}}{R_{CA,est}}}{\frac{R_{CA}}{R_{CA,est}}} 100$	$R_{AC} = R_{AC,est} \left(\frac{100 + \%EA}{100} \right)$	$\phi = \frac{100}{100 + \%EA}$
		

La cantidad de exceso de aire se puede deducir de mediciones de los gases de escape. La relación entre las fracciones molares de CO_2 y O_2 es

$$\frac{x_{CO_2}}{x_{O_2}} = \frac{n}{\frac{\%EA}{100} \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right)} \quad (7.15)$$

por lo tanto

$$\frac{\%EA}{100} = \frac{n}{\left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \frac{x_{CO_2}}{x_{O_2}}} \quad (7.16)$$

por otro lado

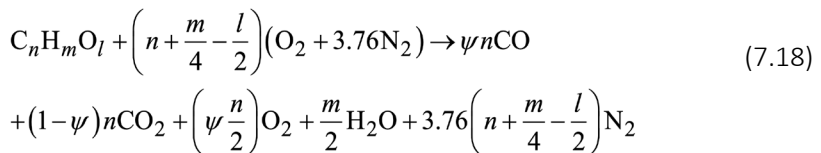
$$\frac{1}{\phi} = \left(1 + \frac{\%EA}{100} \right)$$

resulta

$$\phi = \frac{1}{\left(1 + \frac{\%EA}{100} \right)} = \frac{1}{1 + \frac{n}{\left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \frac{x_{CO_2}}{x_{O_2}}}} \quad (7.17)$$

7.8. Combustión Incompleta

En la combustión incompleta del carbono de un combustible, el carbono reacciona según la ecuación $C + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO$. Como el oxígeno tiene una mayor afinidad para combinarse con el hidrógeno que con el carbono, normalmente todo el hidrógeno de un combustible se convierte en agua. Si la cantidad de oxígeno no es la suficiente para garantizar una combustión completa, es siempre el carbono el que no reacciona completamente. En la práctica, se encuentra CO entre los productos a pesar de suministrar exceso de oxígeno. Esto se puede atribuir ya sea a una mezcla incompleta durante el proceso, o a un tiempo insuficiente para la combustión completa. La ecuación estequiométrica para combustión incompleta de un mol de combustible $C_nH_mO_l$, se escribe como



donde ψ ($0 \leq \psi < 1$), es el porcentaje de carbono ($\% \psi / 100$) que se encuentra como monóxido de carbono CO en los productos de la combustión. Nótese que si el porcentaje de carbono presente como CO es cero ($\% \psi = 0$, es decir, $\psi = 0.0$), la ecuación (7.18) se reduce a la ecuación (7.2). En la **Tabla 7.6** se consideran reacciones de combustión incompleta de combustibles gaseosos con la cantidad de 10% ($\psi = 0.1$) de monóxido de carbono CO y oxígeno estequiométrico requerida.

Tabla 7.6. Reacciones de combustión incompleta con aire estequiométrico ($\lambda = 1$) y 10% de carbono como CO en los gases de combustión ($\psi = 0.1$).

Reacción de Combustión	Gases de Combustión m3/m3				
	V_{CO_2}	V_{H_2O}	V_{N_2}	V_{O_2}	V_{CO}
$CO + 0.5O_2 \rightarrow 0.9CO_2 + 0.05O_2 + 0.1CO$	0.9	-	1.88	0.05	0.1
$H_2 + 0.5O_2 \rightarrow H_2O$	-	1	1.88	-	-
$CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + 0.2O_2 + CO$	0.9	2	7.52	0.05	0.1
$C_2H_6 + 3.5O_2 \rightarrow 1.8CO_2 + 3H_2O + 0.1O_2 + 0.2CO$	1.8	3	13.17	0.10	0.2
$C_3H_8 + 5O_2 \rightarrow 2.7CO_2 + 4H_2O + 0.15O_2 + 0.3CO$	2.7	4	18.81	0.15	0.3
$C_4H_{10} + 6.5O_2 \rightarrow 3.6CO_2 + 5H_2O + 0.2O_2 + 0.4CO$	3.6	5	24.45	0.20	0.4
$C_5H_{12} + 8O_2 \rightarrow 4.5CO_2 + 6H_2O + 0.25O_2 + 0.5CO$	4.5	6	30.10	0.25	0.5
$C_6H_{14} + 9.5O_2 \rightarrow 5.4CO_2 + 7H_2O + 0.3O_2 + 0.6CO$	5.4	7	35.74	0.30	0.6
$C_7H_{16} + 11O_2 \rightarrow 6.3CO_2 + 8H_2O + 0.35O_2 + 0.7CO$	6.3	8	41.38	0.35	0.7
$C_8H_{18} + 12.5O_2 \rightarrow 7.2CO_2 + 9H_2O + 0.4O_2 + 0.8CO$	7.2	9	47.03	0.40	0.8
$C_2H_4 + 3O_2 \rightarrow 1.8CO_2 + 2H_2O + 0.1O_2 + 0.2CO$	1.8	2	11.29	0.10	0.2
$C_2H_2 + 2.5O_2 \rightarrow 1.8CO_2 + H_2O + 0.1O_2 + 0.2CO$	1.8	1	9.41	0.10	0.2
$C_6H_6 + 7.5O_2 \rightarrow 5.4CO_2 + 3H_2O + 0.3O_2 + 0.6CO$	5.4	3	28.22	0.30	0.6
$C_7H_8 + 9O_2 \rightarrow 6.3CO_2 + 4H_2O + 0.35O_2 + 0.7CO$	6.3	4	33.86	0.35	0.7
$CH_4O + 1.5O_2 \rightarrow 0.9CO_2 + 2H_2O + 0.05O_2 + 0.1CO$	0.9	2	5.64	0.05	0.1
$C_2H_6O + 3O_2 \rightarrow 1.8CO_2 + 3H_2O + 0.1O_2 + 0.2CO$	1.8	3	11.29	0.1	0.2

7.9. Aire Húmedo

Como se sabe, el aire atmosférico está constituido en su mayoría de oxígeno y nitrógeno considerado como aire seco, sin embargo, en ocasiones cuenta con cantidades variables de humedad (H_2O) que es preciso tener en cuenta en muchas aplicaciones. Para una mezcla de aire y vapor de agua insaturada, se requiere poder indicar la cantidad de vapor de agua presente en un estado dado de la mezcla. Por convención, esto se logra de dos formas; mediante la humedad relativa ϕ y mediante la humedad específica ω (relación de humedad). La relación entre ellas es

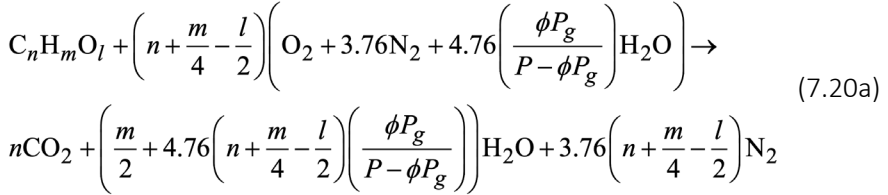
$$\phi = \frac{\omega P}{(0.622 + \omega) P_g} \quad (6.19)$$

o bien

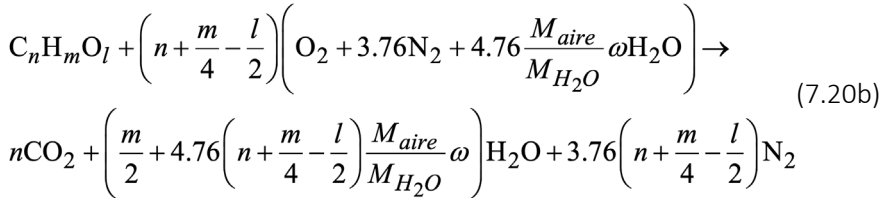
$$\omega = \frac{0.622\phi}{P - \phi P_g} \quad (7.19)$$

donde P es la presión atmosférica o total, P_g representa la presión de saturación del vapor de agua a la temperatura T y 0.622 es el cociente de las masas molares para el agua y el aire seco respectivamente.

La ecuación estequiométrica para la combustión completa de un mol de combustible $C_nH_mO_l$ con aire húmedo es



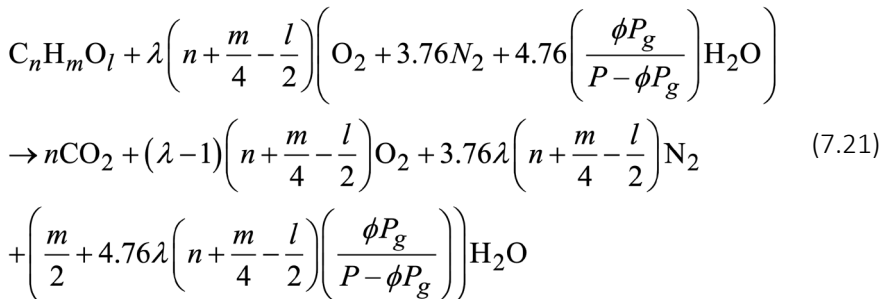
o bien



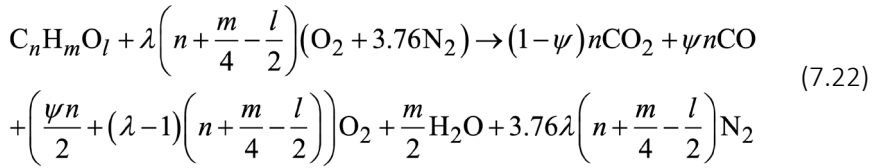
Los casos de combustión hasta ahora expuestos, sólo manejan un problema en específico, sin embargo, en la realidad puede darse la combinación de estos e inclusive en el caso extremo, registrarse todas las combinaciones a la vez.

A continuación, se listan los casos que pueden ocurrir durante una reacción de combustión, para un combustible general $C_nH_mO_l$ con su respectiva ecuación de reacción.

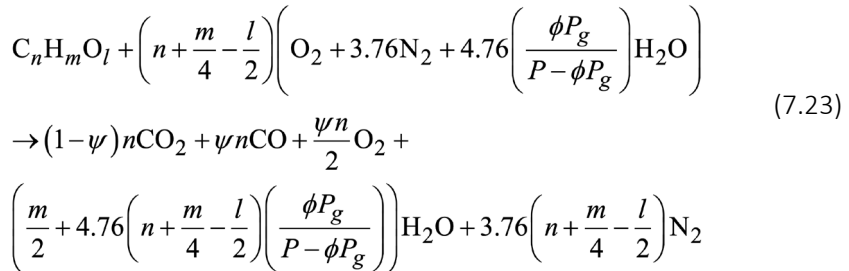
7.10. Combustión Completa con Exceso de Aire Húmedo



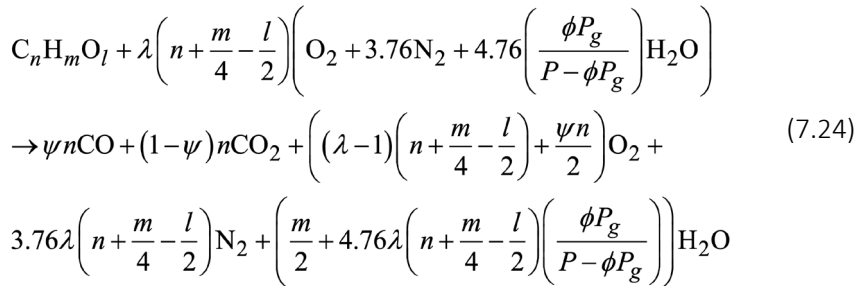
7.11. Combustión Incompleta con Exceso de Aire Seco



7.12. Combustión Incompleta con Aire Húmedo Estequiométrico



7.13. Combustión Incompleta con Exceso de Aire Húmedo



Obsérvese que la ecuación (7.24) es la ecuación general que contiene a las demás ecuaciones de reacción según los valores de los parámetros λ , ψ y ϕ correspondientes al factor de aire en exceso, cantidad de CO presente en la combustión incompleta y la humedad relativa considerada en el aire húmedo.

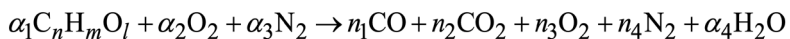
Se deja como ejercicio para el lector elaborar las correspondientes tablas, para los mismos combustibles, de las Secciones 7.9 a 7.13 eligiendo arbitrariamente la humedad relativa ϕ o la humedad específica ω .

7.14. Análisis de Orsat

En los casos anteriores se han hecho suposiciones sobre los productos de la combustión, sin embargo, otra alternativa es utilizar un analizador de gases y extraer con él la información necesaria acerca del proceso de combustión real. Es posible utilizar muchos métodos experimentales para determinar la concentración de diversos componentes en los productos gaseosos reales de la combustión. El análisis de los gases producto de una combustión indica la cantidad de cada producto que se forma. El analizador de Orsat realiza esta función midiendo los volúmenes de dióxido de carbono, monóxido de carbono y oxígeno. Los gases de combustión se hacen pasar por diversas sustancias químicas, las cuales absorben el CO_2 , CO y el O_2 . La disminución en volumen del gas de combustión se anota en cada etapa, y dicha reducción se divide entre el volumen inicial, lo que da por resultado el porcentaje de cada producto de la combustión. Se supone que el volumen restante es de nitrógeno N_2 .

El aparato de Orsat determina las proporciones en volumen en base seca, según el criterio seco, no se reporta el porcentaje que hay de vapor de agua en la corriente gaseosa, es decir, la cantidad de vapor de agua no puede calcularse. Como el análisis generalmente se efectúa a la temperatura y presión del lugar, la cual se encuentra por debajo del punto de rocío de la mayoría de los productos de hidrocarburos de combustión, el error implícito es muy pequeño.

- a) Si la composición del combustible $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_l$ es conocida y el análisis en volumen de los gases de combustión es determinado por el analizador de Orsat, entonces se conocen los números de moles del CO_2 , CO y O_2 , y el volumen restante es del N_2 . Se formula primero la ecuación de reacción que corresponde a 100 moles de productos secos, lo que permite expresar el porcentaje como el número de moles. La reacción de combustión queda planteada de la siguiente manera



donde $n_4 = 100 - n_1 - n_2 - n_3$, se aplica la conservación de la masa con el siguiente planteamiento

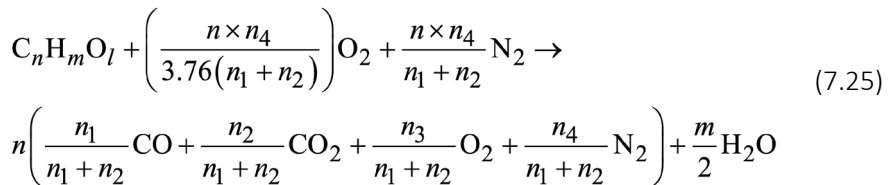
$$C: \alpha_1 n = n_1 + n_2$$

$$H: \alpha_1 m = 2\alpha_4$$

$$O_2 / N_2: \alpha_2 / \alpha_3 = 1 / 3.76$$

$$N: 2\alpha_4 = 2n_4$$

para determinar los coeficientes desconocidos se resuelve el sistema de ecuaciones y la ecuación de combustión por mol de combustible es



donde n_1 , n_2 , n_3 y n_4 se conocen del análisis de Orsat fundamentándose en la composición en volumen de los productos secos. Con base a la ecuación de reacción (7.25) se tiene

$$R_{AC,real} = 36.7 \frac{\left(\frac{n \times n_4}{n_1 + n_2} \right)}{(12n + m + 16l)} \quad (7.26)$$

y de la ecuación (7.9a)

$$R_{AC,est} = 34.5 \frac{(4n + m - 2l)}{(12n + m + 16l)}$$

el porcentaje teórico de aire empleado en el proceso de combustión real es

$$\% \text{ Aire Teórico} = (1.064) \frac{\left(\frac{n \times n_4}{n_1 + n_2} \right)}{(4n + m - 2l)} 100 = \% \lambda \quad (7.27)$$

por lo tanto, el % de Exceso de Aire = % Aire Teórico - 100, (ó EA = $\lambda - 1$).

- b) Si la composición del combustible es desconocida, entonces la ecuación de reacción es



aplicando el balance de masa se tiene

$$\text{C: } n = n_1 + n_2$$

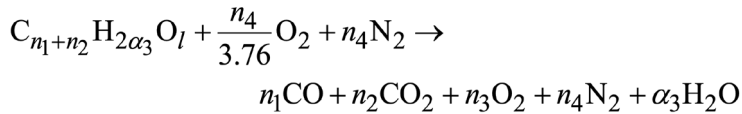
$$\text{H: } m = 2\alpha_3$$

$$\text{O: } l + 2\alpha_1 = n_1 + 2n_2 + 2n_3 + \alpha_3$$

$$\text{N: } 2\alpha_4 = 2n_4$$

$$\text{O}_2 / \text{N}_2 : \alpha_2 / \alpha_3 = 1 / 3.76$$

resolviendo para las incógnitas, la ecuación de reacción es



donde $\alpha_3 = l + 2n_4/3.76 - n_1 - 2n_2 - 2n_3$, $l = 0, 1$. Como puede observarse, queda un coeficiente libre l que considera los valores 0 y 1, cuando $l = 0$, la molécula de combustible no contiene oxígeno en su composición y si $l = 1$, tenemos una molécula de alcohol. Por lo tanto, la composición del combustible es

$$\text{C: } \frac{12(n_1 + n_2)}{(12(n_1 + n_2) + 2\alpha_3 + 16l)} \times 100$$

$$\text{H: } \frac{2\alpha_3}{(12(n_1 + n_2) + 2\alpha_3 + 16l)} \times 100$$

$$\text{O: } \frac{16l}{(12(n_1 + n_2) + 2\alpha_3 + 16l)} \times 100$$

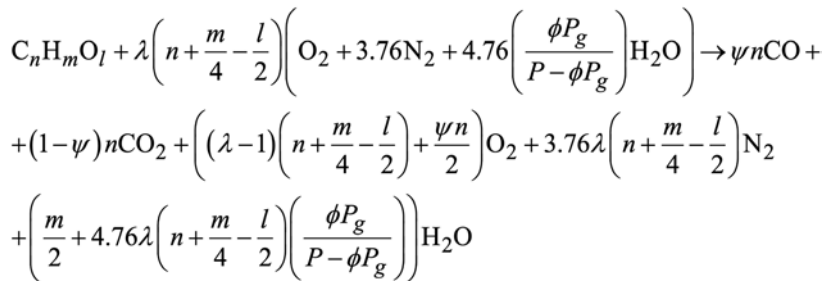
7.15. Temperatura de Rocío y Porcentaje de Agua de Condensación

Al tratar con mezclas de gases siempre se tiene la posibilidad de que uno o más de los gases pueda existir en un estado cercano a la saturación para el componente dado. Como se sabe, cada gas ejerce una presión que es igual a su presión parcial. Pero la presión parcial nunca puede ser mayor que la presión de saturación para ese componente a la temperatura de la mezcla. Cualquier intento de aumentar la presión parcial más allá de la presión de saturación dará por resultado una condensación parcial del vapor. Es un hecho que a cada presión corresponde una temperatura de saturación y, por definición, la temperatura de rocío es la temperatura de saturación

del agua que corresponde a la presión parcial de vapor de agua que en realidad está presente en el aire atmosférico. A modo de ecuación

$$T_{\text{rocío}} = T(P_{\text{sat}}) \quad (7.29)$$

Su importancia radica en el hecho de que al haber gotas de agua líquida en los gases de combustión pueden surgir problemas de corrosión, por ejemplo. Por esto, es útil poder predecir la temperatura de rocío de un gas producto dado. Partiendo de la ecuación de reacción que considera la combustión incompleta con un exceso de aire húmedo, ecuación (7.24)



el número total de moles de los gases de combustión son

$$n_{\text{Total}} = \left(1 + \frac{\psi}{2} \right) n + \frac{m}{2} + \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \left(4.76 \lambda \left(1 + \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) \right) - 1 \right) \quad (7.30)$$

Así, el análisis molar o en volumen de los productos es

$$x_{CO} = \frac{\psi n}{n_{\text{Total}}} \quad (7.31a)$$

$$x_{CO_2} = \frac{(1 - \psi) n}{n_{\text{Total}}} \quad (7.31b)$$

$$x_{O_2} = \frac{(\lambda - 1) \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) + \frac{\psi n}{2}}{n_{\text{Total}}} \quad (7.31c)$$

$$x_{N_2} = \frac{3.76 \lambda \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right)}{n_{\text{Total}}} \quad (7.31d)$$

$$x_{H_2O} = \frac{\frac{m}{2} + 4.76 \lambda \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right)}{n_{\text{Total}}} \quad (7.31e)$$

la presión parcial del agua es

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = x_{\text{H}_2\text{O}}P \quad (7.32)$$

en tablas de propiedades del vapor de agua se busca la temperatura de saturación (o de rocío) que corresponde a esta presión parcial del agua

$$T_{\text{rocío}} = T_{\text{sat}} \quad (7.33)$$

si la temperatura T de los gases de combustión decae por debajo de este punto se condensa una gran parte del vapor de agua en los gases, el número de moles de los productos secos es

$$n_{\text{secos}} = \left(1 + \frac{\psi}{2}\right)n + \frac{m}{2} + (4.76\lambda - 1)\left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2}\right) \quad (7.34)$$

de la ecuación (7.32) de la presión parcial del vapor, se tiene

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = x_{\text{H}_2\text{O}}P = \frac{n_{\text{H}_2\text{O}(g)}}{n_{\text{H}_2\text{O}(g)} + n_{\text{secos}}}P$$

por lo tanto

$$n_{\text{H}_2\text{O}(g)} = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{P - p_{\text{H}_2\text{O}}}n_{\text{secos}} \quad (7.35)$$

como se han formado

$$n_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{m}{2} + 4.76\lambda\left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2}\right)\left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g}\right) \quad (7.36)$$

moles de vapor de agua en total, el número de moles de agua condensada a la temperatura $T < T_{\text{rocío}}$ es

$$n_{\text{H}_2\text{O}(l)} = n_{\text{H}_2\text{O}} - n_{\text{H}_2\text{O}(g)} \quad (7.37)$$

finalmente, el porcentaje de condensado es

$$\% \text{condensado} = \frac{n_{\text{H}_2\text{O}(l)}}{n_{\text{H}_2\text{O}}} \times 100 \quad (7.38)$$

y la reacción de combustión incompleta con exceso de aire húmedo (general) resulta

$$\begin{aligned}
 & C_n H_m O_l + \lambda \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) \left(O_2 + 3.76 N_2 + 4.76 \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) H_2O \right) \\
 & \rightarrow \psi n CO + (1 - \psi) n CO_2 + \left((\lambda - 1) \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) + \frac{\psi n}{2} \right) O_2 \\
 & + 3.76 \lambda \left(n + \frac{m}{4} - \frac{l}{2} \right) N_2 + n_{H_2O(g)} H_2O(g) + n_{H_2O(l)} H_2O(l)
 \end{aligned} \tag{7.39}$$

para una temperatura de salida $T < T_{rocio}$ en los productos de la combustión. En la **Tabla 7.7** se muestra la aplicación de la ecuación (7.39) para una combustión incompleta de combustibles gaseosos con la cantidad de 10% ($\psi = 0.1$) de monóxido de carbono CO y aire húmedo estequiométrico ($\lambda = 1$) requerida en condiciones normales de $T = 25^\circ C$ y $P = 1.013$ bar.

7.16. Análisis de Energía

En la aplicación del principio de conservación de la energía a los sistemas reactivos se requiere extender las ideas presentadas, sobre la primera ley, para los sistemas de composición fija. En ingeniería, los estudios de los sistemas reactivos se dirigen por lo general a los procesos de flujo y estado estacionarios.

Tabla 7.7. Reacciones de combustión incompleta con aire estequiométrico y 10% de carbono en los gases de combustión.

Reacción de Combustión	Gases de Combustión			
	$n_{H_2O(g)}$ mol	$n_{H_2O(l)}$ mol	T_{rocio} °C	$\frac{n_{H_2O(l)}}{n_{H_2O}} \times 100$ %
$CO + 0.5O_2 \rightarrow 0.9CO_2 + 0.05O_2 + 0.1CO$	-	-	-	-
$H_2 + 0.5O_2 \rightarrow 0.06H_2O(g) + 0.94H_2O(l)$	0.06	0.94	72.7	94.0
$CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 0.28H_2O(g) + 1.72H_2O(l) + 0.20O_2 + CO$	0.28	1.72	59.1	86.0
$C_2H_6 + 3.5O_2 \rightarrow 1.8CO_2 + 0.49H_2O(g) + 2.51H_2O(l) + 0.1O_2 + 0.2CO$	0.49	2.51	56.1	83.7
$C_3H_8 + 5O_2 \rightarrow 2.7CO_2 + 0.71H_2O(g) + 3.29H_2O(l) + 0.15O_2 + 0.3CO$	0.71	3.29	54.8	82.3
$C_4H_{10} + 6.5O_2 \rightarrow 3.6CO_2 + 0.92H_2O(g) + 4.08H_2O(l) + 0.2O_2 + 0.4CO$	0.92	4.08	53.9	81.6
$C_5H_{12} + 8O_2 \rightarrow 4.5CO_2 + 1.14H_2O(g) + 4.86H_2O(l) + 0.25O_2 + 0.5CO$	1.14	4.86	53.4	81.0
$C_6H_{14} + 9.5O_2 \rightarrow 5.4CO_2 + 1.36H_2O(g) + 5.64H_2O(l) + 0.3O_2 + 0.6CO$	1.36	5.64	53.1	80.5
$C_7H_{16} + 11O_2 \rightarrow 6.3CO_2 + 1.57H_2O(g) + 6.43H_2O(l) + 0.35O_2 + 0.7CO$	1.57	6.43	52.8	80.3
$C_8H_{18} + 12.5O_2 \rightarrow 7.2CO_2 + 1.79H_2O(g) + 7.21H_2O(l) + 0.4O_2 + 0.8CO$	1.79	7.21	52.6	80.1
$C_2H_4 + 3O_2 \rightarrow 1.8CO_2 + 0.43H_2O(g) + 1.57H_2O(l) + 0.1O_2 + 0.2CO$	0.43	1.57	51.2	78.5
$C_2H_2 + 2.5O_2 \rightarrow 1.8CO_2 + 0.37H_2O(g) + 0.63H_2O(l) + 0.1O_2 + 0.2CO$	0.37	0.63	41.6	63.0

Tabla 7.7. Reacciones de combustión incompleta con aire estequiométrico y 10% de carbono en los gases de combustión (*continuación*).

$C_6H_6 + 7.5O_2 \rightarrow 5.4CO_2 + 1.11H_2O (g) + 1.89H_2O (l) + 0.3O_2 + 0.6CO$	1.11	1.89	41.6	63.0
$C_7H_8 + 9O_2 \rightarrow 6.3CO_2 + 1.33H_2O (g) + 2.67H_2O (l) + 0.35O_2 + 0.7CO$	1.33	2.67	43.5	66.8
$CH_4O + 1.5O_2 \rightarrow 0.9CO_2 + 0.22H_2O (g) + 1.78H_2O (l) + 0.05O_2 + 0.1CO$	0.22	1.78	63.3	89.0
$C_2H_6O + 3O_2 \rightarrow 1.8CO_2 + 0.43H_2O (g) + 2.57H_2O (l) + 0.1O_2 + 0.2CO$	0.43	2.57	58.3	85.7

Para un sistema simple y compresible en flujo y estado estacionario, la conservación de la materia y la primera ley se expresan como

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = 0 = \dot{m}_{ent} - \dot{m}_{sal}$$

y

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = 0 = \frac{\delta Q}{dt} + \frac{\delta W}{dt} + \left(h + \frac{1}{2} \dot{x}^2 + gz \right)_{ent} \dot{m}_{ent} - \left(h + \frac{1}{2} \dot{x}^2 + gz \right)_{sal} \dot{m}_{sal}$$

donde los subíndices **vc**, **ent** y **sal** denotan el volumen de control, la entrada y la salida, respectivamente, y \dot{m} es el flujo de masa. Antes de reescribir las ecuaciones anteriores en una forma más conveniente, es apropiado enumerar los principales supuestos incorporados en estas relaciones.

1. El volumen de control se fija en relación con el sistema de coordenadas. Esto elimina cualquier interacción de trabajo asociada con un límite móvil, así también elimina la necesidad de considerar cambios en las energías cinética y potencial del volumen de control, ya que las energías cinéticas de los flujos de materia de entrada y salida son despreciables o pequeñas en comparación con sus entalpías y los cambios en las energías potenciales son nulos en general para los sistemas de combustión.
2. Las propiedades del fluido en cada punto dentro del volumen de control, o en la superficie de control, no varían con el tiempo. Este supuesto permite tratar todos los procesos como constantes.
3. Las propiedades del fluido son uniformes sobre las áreas de flujo de entrada y salida. Esto permite usar valores individuales, en lugar de integrar sobre el área, para las propiedades de flujo de entrada y salida.
4. Solo hay una corriente de entrada y una de salida. Esta suposición se invoca para mantener el resultado final en una forma simple y se

puede relajarse fácilmente para permitir múltiples flujos de entrada y salida.

Por lo tanto, combinando las ecuaciones anteriores, para un sistema químicamente reactivo se tiene

$$Q = \Delta H = H_{\text{prod}} - H_{\text{reac}} = \sum_i (n_i h_i)_{\text{prod}} - \sum_i (n_i h_i)_{\text{reac}} \quad (7.40)$$

donde h_i es la entalpía molar de cualquier producto o reactivo a la temperatura y presión de la reacción, y n_i es el número de moles de cualquier producto o reactivo.

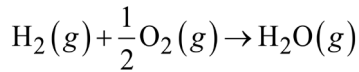
La evaluación de las cantidades h_i en la ecuación (7.40) introduce una dificultad única de los sistemas reactivos, debido a que los valores de h en tablas dependen del estado de referencia elegido. Por ejemplo, los datos para gases ideales, se basan arbitrariamente en el valor cero de la entalpía a la temperatura del cero absoluto y los datos para el vapor, se basan en el valor de referencia cero para el líquido saturado en el estado triple. En la literatura se pueden hallar tablas de las mismas sustancias con estados de referencia distintos a los antes mencionados, debido a que se trata de una elección arbitraria del autor de cada tabla. La consecuencia de esto es que al emplear la ecuación (7.40) se obtienen resultados diferentes para ΔH . Es así que, para evitar esta dificultad se introduce el concepto de entalpía de formación Δh_f de una sustancia pura.

La entalpía de formación se define como el cambio de entalpía que ocurre cuando un compuesto químico se forma isotérmicamente a partir de sus elementos estables a presión constante. Con base en la ecuación (7.40), este proceso de formación se denota simbólicamente por

$$\Delta h_f = h_{\text{compuesto}} - \sum_i (n_i h_i)_{\text{elementos estables}} \quad (7.41)$$

donde n_i representa el coeficiente estequiométrico para el elemento dado. La entalpía de formación Δh_f se determina mediante mediciones de laboratorio o bien a través de los métodos de la termodinámica estadística, los cuales emplean datos espectroscópicos de las especies de interés. Estos datos son para un estado de 25°C (298.15 K) y presión unitaria de 1 atmósfera, que es simbolizada por el superíndice 0. Esta elección de temperatura y presión es un estado de referencia estándar para los cálculos termodinámicos, es a este mismo estado de referencia que, por convención, se asigna el valor cero a la entalpía de todos los elementos estables, consistente con las bases de datos termodinámicas de Chemkin (Kee, Rupley y Miller, 1991) y de la

NASA (Gordon y McBride, 1976). Por ejemplo, de la reacción



en flujo estacionario a la temperatura constante de 25°C y presión de 1 atm, se tienen los siguientes datos

$$h_{\text{O}_2}(25^\circ\text{C}, 1\text{ atm}) = 0$$

$$h_{\text{N}_2}(25^\circ\text{C}, 1\text{ atm}) = 0$$

por convención, y

$$\Delta h_{f, \text{H}_2\text{O}}^0 = -241820 \text{ kJ/kmol}$$

Con base a la discusión anterior, la ecuación (7.41) se puede escribir ahora como

$$h_{\text{compuesto}}(25^\circ\text{C}, 1\text{ atm}) = \Delta h_{f, 298}^0$$

El paso final consiste en evaluar la entalpía de una sustancia pura a una temperatura y una presión específicas, diferentes del estado de referencia estándar. Para lograr esto, hay que agregar el valor del cambio de la entalpía entre el estado de referencia estándar de 25°C y 1 atm, y el estado señalado en la ecuación (7.42), es decir

$$h_i(T, P) = \Delta h_{f, 298, i}^0 + (h(T, P) - h(298\text{K}, 1\text{ atm}))_i \quad (7.43)$$

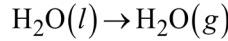
esta última contribución es la que se halla en las tablas convencionales. Considerando que las mezclas reactivas son sólo gases ideales, entonces la entalpía de cada gas es independiente de la presión. En tal caso, la entalpía h_i de un gas ideal a la temperatura T está dada por

$$h_i(T) = \Delta h_{f, 298, i}^0 + (h_T - h_{298})_i \quad (7.44)$$

donde h_T es la entalpía a la temperatura especificada T y h_{298} es la entalpía a la temperatura de referencia de 298.15 K. Si no se dispone de datos tabulados para evaluar el último término en la ecuación (7.44), el cambio de entalpía $(h_T - h_{298})_i$ para un gas ideal se deberá calcular a partir de la integración de $c_p dT$. Por otro lado, la diferencia entre la entalpía de formación de la fase gaseosa y la fase líquida puede aproximarse muy bien por la entalpía de vaporización h_{fg} a esa temperatura. Por lo tanto, para convertir datos se tiene

$$\Delta h_f^0(g) = \Delta h_f^0(l) + h_{fg} \quad (7.45)$$

Por ejemplo, dada la reacción



a la temperatura $T = 298.15 \text{ K}$, usando la ecuación (7.42) se tiene

$$\begin{aligned} \Delta h = h_{\text{H}_2\text{O}(g)}(25^\circ\text{C}, 1\text{atm}) - h_{\text{H}_2\text{O}(l)}(25^\circ\text{C}, 1\text{atm}) = \\ \Delta h_{f, 298, \text{H}_2\text{O}(g)}^0 - \Delta h_{f, 298, \text{H}_2\text{O}(l)}^0 \end{aligned}$$

a su vez, por definición $\Delta h = h_g - h_f = h_{fg}$ es la entalpía de vaporización, donde el subíndice f se refiere a la fase líquida l , entonces

$$\Delta h_{f, 298, \text{H}_2\text{O}(g)}^0 - \Delta h_{f, 298, \text{H}_2\text{O}(l)}^0 = h_{fg}$$

por lo tanto

$$\Delta h_{f, 298, \text{H}_2\text{O}(g)}^0 = \Delta h_{f, 298, \text{H}_2\text{O}(l)}^0 + h_{fg}$$

verificando la ecuación (7.45).

7.17. Calor de Combustión y Poder Calorífico

En el caso de un reactor en estado y flujo estacionario para procesos que incluyen reacciones químicas, el balance de energía es

$$\begin{aligned} q &= \frac{Q}{n_{\text{comb}}} \\ &= \frac{1}{n_{\text{comb}}} \left[\sum_{\text{prod}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 + (h_T - h_{298}) \right)_i - \sum_{\text{reac}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 + (h_T - h_{298}) \right)_i \right] \end{aligned}$$

en [kJ/kmol] de combustible, donde $n_{\text{comb}} = 1$, despreciando los cambios de las energías cinética y potencial así como el trabajo mecánico y los cambios de presión, la cantidad q recibe el nombre de entalpía de combustión o calor de combustión liberado por kmol de combustible requerido para que el reactor opere en las condiciones de referencia normalizada, el cual es igual a la diferencia neta entre la entalpía de los productos que salen del reactor y la entalpía de los reactivos que entran. El valor de q , por supuesto, puede ser positivo o negativo. Las reacciones químicas que liberan energía en forma de calor reciben el nombre de exotérmicas

como es el caso en las reacciones de combustión, mientras que las que absorben energía son endotérmicas, como en el caso de las reacciones de disociación.

Cuando los productos se enfrían en las mismas condiciones que los reactivos, la cantidad de transferencia de calor desde el reactor a los alrededores de presión constante, se define como el valor de calentamiento. En condiciones normales de 25°C y 1 atm de presión, los términos de entalpía sensible se eliminan tanto para los reactivos como para los productos debido a que

$$h_T = h_{298}$$

y la liberación de calor es

$$q^0 = \sum_{\text{prod}} n_i (\Delta h_{f, 298}^0)_i - \sum_{\text{reac}} n_i (\Delta h_{f, 298}^0)_i \quad (7.46)$$

Debido a que este calor de reacción es una cantidad negativa indicando con ello la liberación de la energía hacia los alrededores, para evitar esto (el signo negativo), los ingenieros definen el poder o valor calorífico pc del combustible como

$$pc = -q^0 \quad (7.47)$$

por lo tanto

$$pc = \sum_{\text{reac}} n_i (\Delta h_{f, 298}^0)_i - \sum_{\text{prod}} n_i (\Delta h_{f, 298}^0)_i \quad (7.48)$$

en [kJ/kmol] de combustible, el valor calorífico es, por lo tanto, positivo y es una característica del combustible considerado. Su magnitud se documenta típicamente para condiciones normales de $T = 25^\circ\text{C}$, $P = 1 \text{ atm} = 101.3 \text{ kPa} = 1 \text{ bar}$ y combustión completa $\lambda = 1$ ($\phi = 1$) solamente. Suponiendo que el agua en los productos es líquida, se determina *el poder calorífico superior* denominado pcs

$$pcs = \sum_{\text{reac}} n_i (\Delta h_{f, 298}^0)_i - \sum_{\text{prod} \neq \text{H}_2\text{O}} n_i (\Delta h_{f, 298}^0)_i - n_{\text{H}_2\text{O}} (\Delta h_{f, 298}^0)_{\text{H}_2\text{O}(l)} \quad (7.49)$$

si el agua de los productos no está condensada (caso de $T > T_{\text{roció}}$), se determina *el poder calorífico inferior* se denomina pci

$$pci = \sum_{\text{reac}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 \right)_i - \sum_{\text{prod} \neq \text{H}_2\text{O}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 \right)_i - n_{\text{H}_2\text{O}} \left(\Delta h_{f, 298}^0 \right)_{\text{H}_2\text{O}(\text{g})} \quad (7.50)$$

entonces, de (7.49) y (7.50)

$$pcs - pci = n_{\text{H}_2\text{O}} \left(\left(\Delta h_{f, 298}^0 \right)_{\text{H}_2\text{O}(\text{g})} - \left(\Delta h_{f, 298}^0 \right)_{\text{H}_2\text{O}(\text{l})} \right)$$

por lo tanto

$$pcs = pci + n_{\text{H}_2\text{O}} h_{fg, 298} \quad (7.51)$$

donde h_{fg} es la entalpía de vaporización a la temperatura $T = 298.15$ K. En la **Tabla 7.8** se resume una estimación del poder calorífico superior e inferior de algunos combustibles gaseosos ilustrando el uso de las ecuaciones (7.49) a (7.51).

Tabla 7.8. Combustibles gaseosos y su poder calorífico superior e inferior en el caso de combustión completa con aire estequiométrico ($\lambda = 1$).

Gas Combustible	pcs kJ/kmol	pci kJ/kmol	pcs kJ/kg	pci kJ/kg
CO	283,037	283,037	10,108	10,108
H ₂	285,834	241,824	142,917	120,912
CH ₄	890,370	802,350	55,648	50,147
C ₂ H ₆	1,559,838	1,427,808	51,995	47,594
C ₃ H ₈	2,219,964	2,043,924	50,454	46,453
C ₄ H ₁₀	2,876,996	2,656,946	49,603	45,809
C ₅ H ₁₂	3,536,042	3,271,982	49,112	45,444
C ₆ H ₁₄	4,194,621	3,886,551	48,775	45,192
C ₇ H ₁₆	4,853,357	4,501,277	48,534	45,013
C ₈ H ₁₈	5,512,016	5,115,926	48,351	44,877
C ₂ H ₄	1,410,993	1,322,973	50,393	47,249
C ₂ H ₂	1,299,630	1,255,620	49,986	48,293
C ₆ H ₆	3,301,449	3,169,419	42,326	40,634
C ₇ H ₈	3,947,864	3,771,824	42,912	40,998
CH ₄ O	763,997	675,977	23,875	21,124
C ₂ H ₆ O	1,409,656	1,277,626	30,645	27,774

Nota: las masas molares se aproximaron como valores enteros.

7.18. Temperatura de Flama Adiabática

La energía liberada por una reacción química en un reactor de flujo estacionario aparece en dos formas: pérdida de calor hacia los alrededores y aumento de temperatura de los productos. Cuánto menor sea la pérdida de calor, mayor será la elevación de la temperatura de los productos. En el límite de operación adiabática del reactor, ocurrirá el máximo ascenso de temperatura. Esta temperatura máxima se conoce como temperatura de flama adiabática o de combustión adiabática de la mezcla reactiva. En resumen, ésta se obtiene cuando $q = 0$. A modo de ecuación

$$\sum_{\text{prod}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 + (h_{T_{ad}} - h_{298}) \right)_i = \sum_{\text{reac}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 + (h_{T_{\text{reac}}} - h_{298}) \right)_i \quad (7.52)$$

donde T_{reac} y T_{ad} son la temperatura de entrada de los reactivos y la temperatura adiabática de flama de los productos respectivamente. El valor de $h_{pr}(T_{ad})$ y, por lo tanto, de T_{ad} depende de los productos postulados, es decir, del proceso de combustión. Esto último, a su vez, depende de λ . Típicamente, los valores de T_{ad} se documentan para productos completos para $\lambda = 1$ ($\phi = 1$) sin disociación.

La **Figura 7.2** es una explicación gráfica de cómo se determina la temperatura de flama adiabática. A la temperatura inicial de los reactivos, la entalpía de la mezcla de los productos es menor que la de la mezcla de los reactivos. La energía liberada por la combustión se utiliza para calentar los productos de manera que se cumpla la condición de la ecuación (7.52).

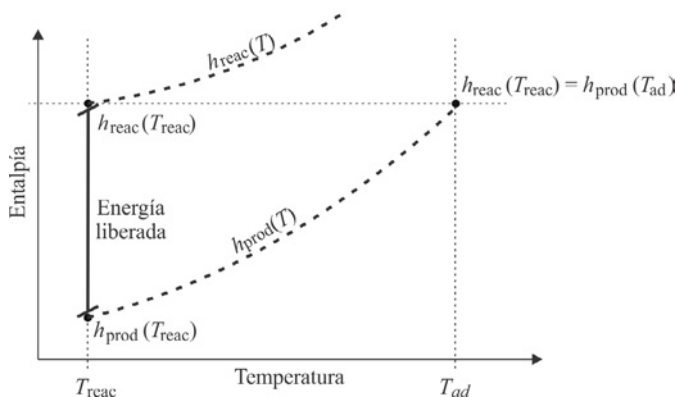


Figura 7.2. Esquema de la temperatura de flama adiabática.

La tarea es encontrar la temperatura de los productos dada la entalpía de los reactivos. Se pueden utilizar tres métodos diferentes para obtener T_{ad} :

1. Equilibrio iterativo de entalpías,
2. Usando un valor promedio de c_p ,
3. Encontrar el estado de equilibrio químico usando software libre o comercial (como Cantera y Chemkin respectivamente, entre muchos otros de la literatura).

Los primeros dos métodos se pueden realizar manualmente si se considera la combustión completa y mencionar que solamente proporcionan estimaciones rápidas y confiables. Un resolvidor del estado de equilibrio tiene en cuenta la disociación de productos a alta temperatura, lo que lo hace más preciso que los dos primeros métodos pero éste método queda fuera del alcance de este libro.

Método 1: equilibrio de entalpías iterativa.

Un enfoque confiable y preciso es encontrar la temperatura de flama adiabática asignando iterativamente la temperatura de flama T_{ad} hasta que se cumpla la condición de la ecuación (7.52) con una precisión establecida. La entalpía de los reactivos se supone dada por la temperatura de los reactivos, la entalpía de los productos se puede expresar de la siguiente forma

$$\sum_{\text{prod}} (nh_{T_{ad}})_i = \sum_{\text{reac}} (n\Delta h_{f,298}^0) - \sum_{\text{prod}} (n\Delta h_{f,298}^0)_i + \sum_{\text{reac}} n_i (h_{T_{\text{reac}}} - h_{298})_i + \sum_{\text{prod}} (nh_{298})_i$$

por lo tanto

$$\sum_{\text{prod}} (nh_{T_{ad}})_i = PCI + \sum_{\text{reac}} n_i (h_{T_{\text{reac}}} - h_{298})_i + \sum_{\text{prod}} (nh_{298})_i \quad (7.53)$$

Con una estimación inicial de la temperatura de flama, T_{ad1} , se evalúa $H_{\text{prod}}(T_{ad1})$ de tablas termodinámicas. Si $H_{\text{prod}}(T_{ad1}) < H_{\text{reac}}(T_{\text{reac}})$, se propone una temperatura de flama más alta, T_{ad2} . Se repite este proceso hasta que se encuentren las dos temperaturas más cercanas, de manera que $H_{\text{prod}}(T_{ad1}) < H_{\text{reac}}(T_{\text{reac}}) < H_{\text{prod}}(T_{ad2})$. La temperatura de los productos se puede estimar por interpolación lineal o usar un método iterativo como bisección o Newton–Raphson. Este método, aunque más preciso, aún supone una combustión completa de los principales productos.

Método 2: c_p promedio constante.

De la conservación de la energía

$$\sum_{\text{prod}} n_i \left(\Delta h_{f,298}^0 + (h_{T_{ad}} - h_{298}) \right)_i = \sum_{\text{reac}} n_i \left(\Delta h_{f,298}^0 + (h_{T_{\text{reac}}} - h_{298}) \right)_i$$

se reordenan términos

$$\begin{aligned} \sum_{\text{prod}} n_i (h_{T_{ad}} - h_{298})_i &= \sum_{\text{reac}} (n \Delta h_{f,298}^0)_i - \\ &\quad \sum_{\text{prod}} (n \Delta h_{f,298}^0)_i + \sum_{\text{reac}} n_i (h_{T_{\text{reac}}} - h_{298})_i \end{aligned}$$

con

$$PCI = \sum_{\text{reac}} (n \Delta h_{f,298}^0)_i - \sum_{\text{prod}} (n \Delta h_{f,298}^0)_i$$

Se debe tener en cuenta que el agua en los productos es probable que esté en fase gaseosa debido a la alta temperatura de combustión, por lo tanto

$$\sum_{\text{prod}} n_i c_{p,i} (T_{ad} - 298) = PCI + \sum_{\text{reac}} n_i c_{p,i} (T_{\text{reac}} - 298)$$

con el supuesto de que la entalpía sensible puede ser aproximada por $\Delta h = c_p(T - 298)$, $c_p \approx$ constante

$$(T_{ad} - 298) \sum_{\text{prod}} n_i c_{p,i} = PCI + (T_{\text{reac}} - 298) \sum_{\text{reac}} n_i c_{p,i}$$

por lo tanto

$$T_{ad} = 298 + \frac{PCI + (T_{\text{reac}} - 298) \sum_{\text{reac}} n_i c_{p,i}}{\sum_{\text{prod}} n_i c_{p,i}} \quad (7.54)$$

Cuando los reactivos ingresan al reactor en las condiciones estándar, la ecuación anterior se reduce a (ya que las entalpías sensibles de los reactivos son cero en $T_{\text{reac}} = 298 \text{ K}$)

$$T_{ad} \approx 298 + \frac{PCI}{\sum_{\text{prod}} n_i c_{p,i}} \quad (7.55)$$

El procedimiento anterior es general y se puede aplicar a cualquier mezcla. La capacidad térmica molar (o específica) es una función de la temperatura, por lo que la precisión de este enfoque depende del valor seleccionado para el calor específico c_p .

Si se proporciona el poder calorífico de un combustible, se puede realizar un análisis basado en masa para el mismo volumen de control. La mezcla inicial consiste en combustible y aire con m_c y m_a , respectivamente. Por conservación de la masa, los productos tienen una masa total de $m_c + m_a$. La entalpía sensible de los productos se aproxima por

$$h_{\text{prod}} - h_{298} = (m_c + m_a) c_{p,\text{prod}} (T_{\text{prod}} - 298)$$

donde $c_{p,\text{prod}}$ es un valor promedio de la capacidad térmica específica evaluado a la temperatura promedio de los reactivos y productos, es decir, $c_{p,\text{prod}} = c_p(T)$; donde $T = (T_{\text{reac}} + T_{\text{prod}}) / 2$. Del mismo modo, la entalpía sensible de los reactivos se estima por

$$h_{\text{reac}} - h_{298} = (m_c + m_a) c_{p,\text{reac}} (T_{\text{reac}} - 298)$$

donde $c_{p,\text{reac}}$ es un valor promedio de la capacidad térmica específica evaluado a la temperatura promedio de los reactivos y la temperatura estándar, es decir, $c_{p,\text{reac}} = c_p(T)$; donde $T = (T_{\text{reac}} + T_{298}) / 2$. Por lo tanto, la temperatura de flama adiabática se calcula para una mezcla pobre $\phi \leq 1$ ($\lambda \geq 1$) como

$$T_{ad} \cong 298 + \frac{m_c pci + (m_c + m_a) c_{p,\text{reac}} (T_{\text{reac}} - 298)}{(m_c + m_a) c_{p,\text{prod}}}$$

$$T_{ad} = T_{\text{reac}} + \frac{m_c pci}{(m_c + m_a) c_{p,\text{prod}}}$$

$$T_{ad} = T_{\text{reac}} + \frac{\frac{m_c}{m_a} pci}{\left(\frac{m_c}{m_a} + 1\right) c_{p,\text{prod}}} = T_{\text{reac}} + \frac{R_{CA} pci}{(R_{CA} + 1) c_{p,\text{prod}}}$$

por lo tanto

$$T_{ad} = T_{\text{reac}} + \frac{\phi pci}{(R_{AC,est} + \phi)c_{p,prod}} \quad (7.56)$$

donde se utilizó el supuesto $c_{p, \text{reac}} \approx c_{p, \text{prod}}$ para derivar la segunda línea.

Método 3: Estado de equilibrio químico (con software libre o comercial: Cantera, Chemkin, u otro).

La disociación de productos a alta temperatura ($T > 1500$ K a presión ambiente) toma una porción significativa de energía de la combustión y, por lo tanto, la temperatura de los productos es más baja que la calculada con sólo componentes estables como productos. El estado de equilibrio químico determina las concentraciones de especies bajo ciertas restricciones, como la entalpía, la presión o la temperatura constante. Se espera que la temperatura de flama en equilibrio sea menor que las temperaturas estimadas con los métodos 1 o 2. Los programas de computadora (como STANJAN, Chemkin, Cantera, etc) son los preferidos para esta tarea, ya que los cálculos manuales requieren mucho tiempo.

7.19. Análisis de Entropía

Como en el caso de los sistemas de composición fija, la segunda ley es especialmente valiosa en el estudio de las reacciones químicas, en particular en lo que se refiere al equilibrio químico. En general, para una reacción química el cambio de entropía está dado por

$$\Delta S = S_{\text{prod}} - S_{\text{reac}} = \sum_i (n_i s_i)_{\text{prod}} - \sum_i (n_i s_i)_{\text{reac}} \quad (7.57)$$

donde s_i , es algún valor de entropía adecuado de la i -ésima sustancia. Al igual que en el cálculo de la entalpía, existe el problema del estado de referencia en la evaluación del cambio de entropía de una reacción química, sin embargo, en este caso, se dispone de un enfoque más fundamental para establecer valores de entropía consistentes para las sustancias puras, basado en lo que se conoce como la tercera ley de la termodinámica.

La tercera ley de la termodinámica dice que la entropía de una sustancia cristalina pura puede tomarse como cero en el cero absoluto de la temperatura termodinámica, es decir, $s = 0$ a 0 K.

Para evaluar los cambios de entropía de las mezclas reactivas, a presiones distintas de las usadas en las tablas de referencia se cita a la regla de Gibbs y Dalton que dicta que cada uno de los constituyentes de una mezcla de gases ideales ejerce una presión igual a su presión de componente o parcial p_i . La entropía de un gas ideal puro a una presión distinta de la que se halla en una tabla se determina empleando una ecuación básica, a saber

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dP}{P} \quad (7.58)$$

Esta ecuación se integra a temperatura constante desde un estado de referencia en el que el gas es puro y a una presión de referencia P_0 hasta un estado de mezcla en el que su presión es igual a su presión parcial p_i

$$s_{i,T,P} - s_{i,T}^0 = -R \ln \frac{p_i}{P_0} \quad (7.59)$$

Como la presión de referencia estándar es usualmente 1 atmósfera, la expresión para la entropía absoluta de un gas ideal a cualquiera otra presión y la temperatura dada es

$$s_{i,T,P} = s_{i,T}^0 - R \ln p_i \quad (7.60)$$

donde p_i debe medirse en atmósferas, bares o kilopascales según sea el caso. Sustituyendo la ecuación (7.60) en la ecuación (7.57), el cambio de entropía de una reacción química que incluye gases ideales se convierte en

$$\Delta S = \sum_{\text{prod}} n_i \left(s_{i,T}^0 - R \ln p_i \right) - \sum_{\text{react}} n_i \left(s_{i,T}^0 - R \ln p_i \right) \quad (7.61)$$

o bien

$$\Delta S = \sum_{\text{prod}} n_i \left(s_{i,T}^0 - R \ln y_i P \right) - \sum_{\text{react}} n_i \left(s_{i,T}^0 - R \ln y_i P \right) \quad (7.62)$$

donde $p_i = y_i P$ es sólo para gases ideales.

7.20. Análisis Termoquímico de Sistemas a Volumen Constante

Hasta el momento sólo se han analizado los procesos de combustión para el sistema abierto, pero en la práctica también existe lo que se conoce como sistema cerrado. En un sistema abierto es posible que tanto masa como energía crucen las fronteras seleccionadas, en un sistema cerrado no hay flujo de masa. No obstante, si hay

flujo de energía a través de las fronteras, a pesar de que la cantidad de materia se mantiene fija también es posible que cambie la composición química de la materia dentro de las fronteras.

El principio de conservación de la energía para el proceso a volumen constante se puede escribir en las dos formas siguientes

$$q = \sum_{\text{prod}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 + (h_T - h_{298}) \right)_i - \sum_{\text{reac}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 + (h_T - h_{298}) \right)_i - \sum_{\text{prod}} n_i RT + \sum_{\text{reac}} n_i RT \quad (7.63)$$

o

$$q = \sum_{\text{prod}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 + (u_T - u_{298}) \right)_i - \sum_{\text{reac}} n_i \left(\Delta h_{f, 298}^0 + (u_T - u_{298}) \right)_i - \Delta n RT_{298} \quad (7.64)$$

donde Δn representa los moles de los productos gaseosos menos los moles de los reactivos gaseosos. En general, Δn puede ser positivo, negativo o cero.

Cuando ocurren reacciones químicas en condiciones de volumen constante, usualmente resultan no sólo temperaturas elevadas sino también presiones más altas. Para un sistema abierto, la presión de entrada es igual a la presión de salida. En cambio, en un sistema cerrado se conoce la presión de entrada, pero no hay modo de saber cuál es la presión después de haberse llevado a cabo la reacción. En la práctica, es de gran interés estimar las presiones máximas que podrían llegar a presentarse, esto se logra con un medidor de presión conectado directamente a la cámara de combustión. En teoría, se supone que los gases con los que se está trabajando se comportan en forma ideal. Si se aplica la relación de los gases ideales a las condiciones antes y después de que se efectúe la reacción, resulta lo siguiente

$$P_f = \frac{n_f T_f}{n_i T_i} P_i \quad (7.65)$$

donde los subíndices f e i indican las condiciones final e inicial, respectivamente.

En el caso de la entropía, la ecuación (7.62) es válida tanto para una masa unitaria que pase a través de un sistema abierto de flujo estacionario, como para un sistema cerrado. La única diferencia en la obtención de la entropía de la reacción radica en

que para un sistema cerrado se utiliza la presión de salida de los productos.

7.21. Análisis de Exergía

La termodinámica, a través de la segunda ley, proporciona un medio para medir la calidad de la energía, así como su cantidad.

Por ejemplo, en una máquina o motor térmico, la energía química liberada por una reacción de combustión se usa para calentar un gas a una temperatura muy elevada. El gas a alta temperatura constituye una fuente de energía calorífica para la máquina térmica. El rendimiento de la máquina térmica se caracteriza por su eficiencia térmica, que es el cociente del trabajo neto de salida al calor de entrada. Rara vez la eficiencia térmica real excede el 40%.

Sin embargo, hay una pregunta más fundamental, independientemente del sistema empleado para producir trabajo, ¿cuál es el máximo trabajo de salida asociado con una reacción química dada para estados inicial y final especificados de la reacción?

En los procesos de estado y flujo estacionario, el trabajo óptimo asociado con una reacción química está dado por el cambio de la exergía de la corriente para los estados extremos especificados y el estado de los alrededores (o ambiente). En ausencia de cambios significativos de las energías cinética y potencial

$$W_{opt,eje} = \Psi_f - \Psi_i = H_f - H_i - T_0(S_f - S_i) \quad (7.66)$$

donde *i* y *f* representan los estados inicial y final, respectivamente. En una mezcla de gases ideales, esto se convierte en

$$W_{opt,eje} = \sum_{prod} n_i (h_i - T_0 s_i) - \sum_{react} n_i (h_i - T_0 s_i) \quad (7.67)$$

$$W_{opt,eje} = \sum_{prod} n_i \left[\left(\Delta h_{f,298}^0 + h_T - h_{298} \right)_i - T_0 \left(s_{i,T}^0 - R \ln p_i \right) \right] - \sum_{react} n_i \left[\left(\Delta h_{f,298}^0 + h_T - h_{298} \right)_i - T_0 \left(s_{i,T}^0 - R \ln p_i \right) \right] \quad (7.68)$$

La irreversibilidad de un proceso sigue estando definida, mediante las dos relaciones

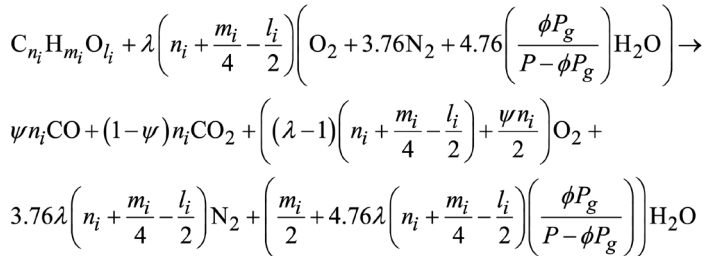
$$I = W_{real} - W_{opt} = T_0 \Delta S_{total} \quad (7.69)$$

donde ΔS_{total} es el cambio total de entropía de todos los subsistemas incluidos en el proceso. Con base en la primera ley para un sistema reactivo, la ecuación (7.36) se puede escribir también en la forma

$$I = T_0 \Delta S_{\text{reacción}} - Q_{\text{sist}} \quad (7.70)$$

7.22. Análisis de Mezclas Combustibles

Una reacción de combustión incompleta con exceso de aire húmedo y un hidrocarburo de la forma $C_n H_m O_l$ tiene la siguiente expresión partiendo de la ecuación (7.24)



Para un mol de mezcla de hidrocarburos de la forma $C_n H_m O_l$ se tiene

$$1 \text{ mol de combustible} = \sum_{i=1}^k \chi_i C_{n_i} H_{m_i} O_{l_i}$$

donde χ_i es la fracción molar de hidrocarburo $C_{n_i} H_{m_i} O_{l_i}$ presente en la mezcla de combustibles, por lo tanto, para un mol de mezcla de combustibles, la reacción de combustión incompleta ($0 < \psi < 1$) con exceso de aire ($\lambda > 1$) húmedo ($\phi > 0$) es

$$\begin{aligned} & \sum \chi_i C_{n_i} H_{m_i} O_{l_i} + \lambda \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) \left(O_2 + 3.76 N_2 + 4.76 \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) H_2O \right) \\ & \rightarrow \psi \left(\sum \chi_i n_i \right) CO + (1 - \psi) \left(\sum \chi_i n_i \right) CO_2 + \\ & \left((\lambda - 1) \left(\sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) \right) + \frac{\psi \left(\sum \chi_i n_i \right)}{2} \right) O_2 + 3.76 \lambda \left(\sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) \right) N_2 \\ & + \left(\frac{\sum \chi_i m_i}{2} + 4.76 \lambda \left(\sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) \right) \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) \right) H_2O \end{aligned} \quad (7.71)$$

la relación aire-combustible con exceso de aire húmedo es

$$R_{AC,real} = \frac{34.51\lambda \sum \chi_i (4n_i + m_i - 2l_i) \left[1 + \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) \right]}{\sum \chi_i (12n_i + m_i - 16l_i)} \quad (7.72)$$

el número total de moles de los gases de combustión es

$$n_{Total} = \left(1 + \frac{\psi}{2} \right) \sum \chi_i n_i + \frac{\sum \chi_i m_i}{2} + \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) \left[4.76\lambda \left(1 + \frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) - 1 \right] \quad (7.73)$$

Así, el análisis molar o en volumen de los productos es

$$x_{CO} = \frac{\psi \sum \chi_i n_i}{n_{Total}} \quad (7.74a)$$

$$x_{CO_2} = \frac{(1 - \psi) \sum \chi_i n_i}{n_{Total}} \quad (7.74b)$$

$$x_{O_2} = \frac{(\lambda - 1) \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) + \frac{\psi \sum \chi_i n_i}{2}}{n_{Total}} \quad (7.74c)$$

$$x_{N_2} = \frac{3.76\lambda \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right)}{n_{Total}} \quad (7.74d)$$

$$x_{H_2O} = \frac{\frac{\sum \chi_i m_i}{2} + 4.76\lambda \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right)}{n_{Total}} \quad (7.74e)$$

la presión parcial del agua es

$$p_{H_2O} = x_{H_2O} P$$

en tablas de propiedades del vapor de agua se busca la temperatura de saturación (o de rocío) que corresponde a esta presión parcial del agua,

$$T_{\text{rocío}} = T_{\text{sat}}$$

si la temperatura T de los gases de combustión decae por debajo de este punto se condensa una gran parte del vapor de agua en los gases, el número de moles de los productos secos es

$$n_{\text{secos}} = \left(1 + \frac{\psi}{2}\right) \sum \chi_i n_i + \frac{\sum \chi_i m_i}{2} + (4.76\lambda - 1) \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2}\right) \quad (7.75)$$

de la ecuación de la presión parcial del vapor se tiene

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = x_{\text{H}_2\text{O}} P = \frac{n_{\text{H}_2\text{O}(g)}}{n_{\text{H}_2\text{O}(g)} + n_{\text{secos}}} P$$

por lo tanto

$$n_{\text{H}_2\text{O}(g)} = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{P - p_{\text{H}_2\text{O}}} n_{\text{secos}}$$

como se han formado

$$n_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\sum \chi_i m_i}{2} + 4.76\lambda \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) \quad (7.76)$$

moles de vapor de agua en total, el número de moles de agua condensada a la temperatura $T < T_{\text{rocío}}$ es

$$n_{\text{H}_2\text{O}(l)} = n_{\text{H}_2\text{O}} - n_{\text{H}_2\text{O}(g)}$$

finalmente, el porcentaje de condensado es

$$\% \text{condensado} = \frac{n_{\text{H}_2\text{O}(l)}}{n_{\text{H}_2\text{O}}} \times 100$$

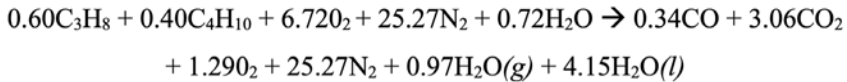
y la reacción de combustión incompleta con exceso de aire húmedo (general) resulta

$$\sum \chi_i C_{n_i} H_{m_i} O_{l_i} + \lambda \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) \left(O_2 + 3.76 N_2 + 4.76 \left(\frac{\phi P_g}{P - \phi P_g} \right) H_2O \right)$$

$$\rightarrow \psi \sum \chi_i n_i CO + (1 - \psi) \sum \chi_i n_i CO_2 + \left((\lambda - 1) \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) + \frac{\psi \sum \chi_i n_i}{2} \right) O_2$$

$$+ 3.76 \lambda \sum \chi_i \left(n_i + \frac{m_i}{4} - \frac{l_i}{2} \right) N_2 + n_{H_2O(g)} H_2O(g) + n_{H_2O(l)} H_2O(l)$$

para una temperatura de salida $T \leq T_{rocío}$ en los productos de la combustión. Por ejemplo, suponiendo que se quema una mezcla de gas LP con 60% de propano C_3H_8 y 40% de butano C_4H_{10} , con un exceso de aire húmedo de 20%, humedad relativa de 70% y 10% de CO, en condiciones de temperatura y presión constantes de 25°C y 1.013 bar, respectivamente, la reacción de combustión incompleta resulta:



el análisis de gases es

$$x_{CO} = 0.011$$

$$x_{CO_2} = 0.099$$

$$x_{O_2} = 0.042$$

$$x_{N_2} = 0.817$$

$$x_{H_2O} = 0.031$$

los moles de agua líquida formados por la baja temperatura de los productos es

$$n_{H_2O(l)} = 4.15 \text{ moles}$$

estos representan el

$$\% \text{condensado} = 81.05\%$$

la relación aire combustible

$$R_{AC,real} = 19.06 \text{ kg/kg de combustible} = 37.7 \text{ kmol/kmol de combustible}$$

la temperatura de rocío

$$T_{\text{rocío}} = 53.56^{\circ}\text{C}$$

y los valores caloríficos superior e inferior

$$p_{\text{cs}} = 2,418,078 \text{ kJ/kmol de combustible} = 48,752 \text{ kJ/kg de combustible}$$

$$p_{\text{ci}} = 2,192,917 \text{ kJ/kmol de combustible} = 44,212 \text{ kJ/kg de combustible}$$

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Al-Shemeri, T.** (2010). *Engineering Thermodynamics*. Ventus Publishing ApS.
- Borgnakke, C., y Sonntag, R.E.** (2013). *Fundamentals of Thermodynamics* (8.^a ed.). John Wiley & Sons, Inc. https://www.academia.edu/37304433/Fundamentals_of_Thermodynamics_8th_Edition_Claus_Borgnakke_SONNTAG_pdf
- Burghardt, M. D., y Harbach, J. A.** (1992). *Engineering Thermodynamics*. Harpercollins College Div.
- Callen, H.B.** (1985). *Thermodynamics and an introduction to Thermostatistics*. John Wiley & Sons, Inc.
- CEA.** (1994). *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications*. <https://cearun.grc.nasa.gov/>
- Cengel, Y. A., y Boles, M. A.** (2015). *Termodinámica Un Enfoque a la Ingeniería* (8.^a ed.). McGraw Hill.
- El-Wakil, M. M.** (1985). *Powerplant Technology*. Mc Graw Hill.
- Faires, V. M., y Simmang, C. M.** (2006). *Termodinámica*. Limusa.
- Gordon, S., y McBride, B. J.** (1976). *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouquet Detonations*, NASA SP-273. See also Glenn Research Center, Chemical Equilibrium with Applications. <http://www.grc.gov/WWW/CEAWeb/ceaHome.htm>.
- Haywood, R. W.** (2007). *Ciclos Termodinámicos de Potencia y Refrigeración* (2.^a ed.). Limusa.
- Hernández, G. E.** (2014). *Fundamentos de Aire Acondicionado y Refrigeración*. Limusa.
- Huang, F. F.** (1976). *Engineering Thermodynamics Fundamentals and Applications*. Macmillan.

Kee, R. J., Rupley, F. M., y Miller, J. A. (1991). *The CHEMKIN Thermodynamic Data Base*. Sandia National Laboratories Report SAND87-8215 B.

Kreith, F., Wang, S. K., Lavan, Z., y Norton P. (2018). *Air-Conditioning and Refrigeration Engineering*. CRC Press LLC.

Kuo, K. K. (2005). *Principles of Combustion* (2.ª ed.). John Wiley & Sons, Inc.

Mataix, C. (1991). *Turbomáquinas Térmicas*. Dossat.

Moran, M. J. (1999). *Engineering Thermodynamics*. CRC Press LLC.

Moran, M. J., Shapiro, H. N., Boetner, D. D., y Bailey, M. B. (2020). *Fundamentals of Engineering Thermodynamics* (9.ª ed.). John Wiley & Sons, Inc.

Morley, C. (2007). *A Chemical equilibrium program for Windows, GASEQ*. <http://www.gaseq.co.uk/>

Poling, B. E., Prausnitz, J. M., y O'Connell, J. P. (2001). *The Properties of Gases and Liquids* (5.ª ed.). Mc Graw Hill.

Potter, M., y Somerton C. W. (2019). *Schaum's outline for Thermodynamics for Engineers* (4.ª ed.). Mc Graw Hill.

Reynolds, W. (1986). *The element potencial method for chemical equilibrium analysis: Implementation in the interactive program STANJAN*. Department of Mechanical Engineering, Stanford University.

Reynolds, W. C., y Perkins, H. C. (1977). *Engineering Thermodynamics* (2.ª ed.). McGraw Hill.

Rolle, K. C. (2006). *Termodinámica* (6.ª ed.). Pearson, Prentice-Hall.

Shallcross, D. C. (1997). *Handbook of Psychrometric Charts: Humidity diagrams for engineers*. Blackie Academic and Professional.

Smith J. M., Van Ness H. C. Abbott M. M., y Swihart, M. T. (2020). *Introducción a la Termodinámica en Ingeniería Química* (8.ª ed.). McGraw Hill Interamericana.

Software CANTERA. (s.f.). <https://cantera.org/>

Turns S. (2011). *An Introduction to Combustion: Concepts and Applications* (3.^a ed.). McGraw-Hill Science.

Wang, S. K. (2001). *Handbook of air conditioning and refrigeration* (2.^a ed.). McGraw-Hill.

Wark, K., y Richards D. E. (2001). *Termodinámica* (6.^a ed.). Mc Graw Hill.

Warnatz, J., Maas, U., y Dibble, R. W. (2006). *Combustion* (4.^a ed.). Springer.

Ingeniería y Tecnología

