

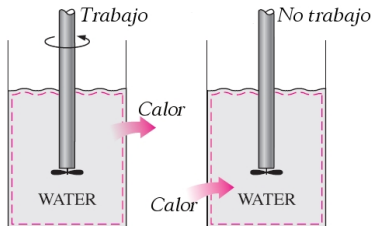
Primera ley de la Termodinámica

Enuncia la conservación de la energía.

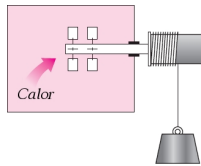
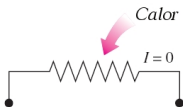
el cambio de energía interna de un sistema puede ocurrir como resultado de la transferencia de energía como calor, trabajo y masa.

No evidencia una gran diferencia entre calor y trabajo.

es imposible diseñar un dispositivo que tome energía como calor y entregue **igual** cantidad de energía como trabajo.



No distingue entre procesos que ocurren y procesos que no ocurren en la Naturaleza.

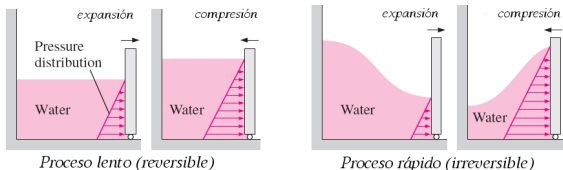


Segunda ley de la Termodinámica

- **Establece que procesos ocurren y cuales no lo hacen.**
- **Asegura que la energía tiene calidad tanto como cantidad.**

la primera ley está relacionada con la cantidad de energía y sus transformaciones y la segunda ley provee los medios para determinar la calidad y el grado de degradación de la energía durante un proceso.

- **Determina los límites teóricos de ejecución de sistemas de uso común en Ingeniería.**
- **Introduce el concepto de proceso reversible o irreversible**
en el primer caso, el proceso puede ser invertido sin dejar rastros, es decir el sistema y el entorno vuelven a su estado inicial al final del proceso; en el otro caso, el entorno usualmente no vuelve a su estado inicial.



Máquina térmica (MT)

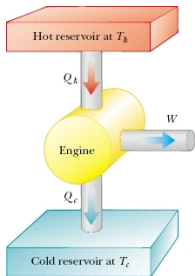
Es un dispositivo que toma energía como calor desde un sistema a mayor temperatura y, operando en un proceso cíclico, entrega una fracción de esa energía como trabajo y desecha energía como calor a otro sistema que está a menor temperatura.

El trabajo generado será

$$W = |Q_h| - |Q_c|$$

$|Q_c|$ ó $|Q_{out}|$ es la energía eliminada como calor en el ciclo y **nunca** es igual a cero.

Sólo parte de la energía absorbida por la MT es convertida en trabajo.



En una máquina térmica, la energía se transfiere del reservorio caliente al frío y el rol de la máquina térmica es procesar esa energía para realizar trabajo útil.

Eficiencia térmica

Desde el punto de vista de la Ingeniería, la implicancia más importante es la **limitada eficiencia** de las MT.

La fracción de la energía absorbida que se convierte en trabajo es una medida del rendimiento de la MT, **eficiencia térmica**.

$$\eta = \frac{\text{trabajo producido}}{\text{energía absorbida}} = \frac{W}{|Q_h|} = 1 - \frac{|Q_c|}{|Q_h|}$$

$|Q_c|$ y $|Q_h|$ son magnitudes definidas positivas

η es una medida de cuan eficiente es una MT para convertir calor en trabajo.

$$\eta_{\text{buen auto}} \approx 25\%$$

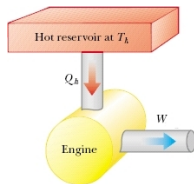
$$\eta_{\text{motor diesel}} \approx 40\%$$

$$\eta_{\text{planta a vapor}} \approx 60\%$$

Enunciados de la segunda ley de la Termodinámica

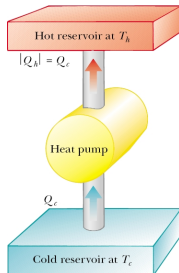
Kelvin-Planck

Es imposible para cualquier dispositivo, operando en un ciclo, recibir calor de un reservorio y producir igual cantidad de trabajo



Clausius

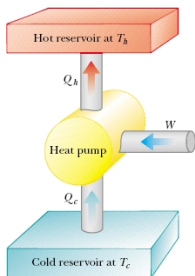
Es imposible construir un dispositivo que, operando en un ciclo, no produzca otro efecto que pasar calor de un cuerpo a cierta temperatura a otro que está a una temperatura mayor.



Refrigerador y bomba de calor

¿Podemos transferir energía del reservorio frío al caliente?

Si ... pero, como no es la dirección natural de transferencia de energía, debemos realizar trabajo sobre el sistema para lograrlo.



Estos dispositivos se llaman **bombas de calor o refrigeradores**.

La sustancia de trabajo toma energía del reservorio a baja temperatura y entrega energía al de alta temperatura. Esto se realiza sólo si se hace trabajo sobre la máquina.

La eficiencia de una bomba de calor o un refrigerador se indica por un número llamado **coeficiente de funcionamiento, CDF**.

Eficiencia de una bomba de calor y un refrigerador

El CDF es una relación entre lo que se obtiene y lo que se da.

Para una bomba de calor,

$$\text{CDF}_{\text{bomba de calor}} \equiv \frac{\text{energía transferida al reservorio caliente}}{\text{trabajo realizado sobre el sistema}} = \frac{|Q_h|}{W}$$

Típicamente $\text{CDF}_{\text{bomba de calor}} > 1$

Para un refrigerador,

$$\text{CDF}_{\text{refrigerador}} \equiv \frac{\text{energía removida del reservorio frío}}{\text{trabajo realizado sobre el sistema}} = \frac{|Q_c|}{W}$$

Un buen refrigerador debería tener un $\text{CDF} \approx 5$ o 6

Ciclo de Carnot

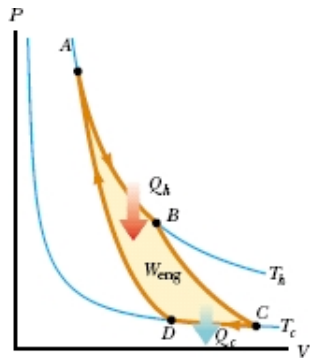
En 1824, un ingeniero francés llamado **Sadi Carnot** describió una MT teórica y mostró que operando en un ciclo ideal y reversible, entre dos reservorios de energía, es la más eficiente posible.

La sustancia de trabajo en el ciclo de Carnot es un gas ideal, contenido en un cilindro cerrado con un pistón móvil en un extremo, cuya temperatura varía entre T_c y T_h .

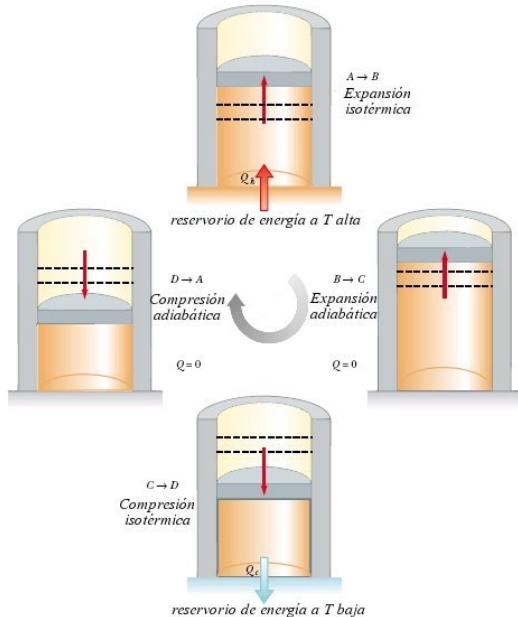
Las paredes del cilindro y el pistón no son conductoras de calor.

El ciclo de Carnot consiste en dos procesos adiabáticos y dos isotérmicos.

Los 4 procesos son reversibles.



Eficiencia de la máquina de Carnot



$$\eta = \frac{W_{eng}}{|Q_h|} = 1 - \frac{|Q_c|}{|Q_h|}$$

$$|Q_h| = |W_{AB}|$$

$$|W_{AB}| = n R T_h \ln \frac{V_B}{V_A}$$

$$|Q_c| = |W_{CD}|$$

$$|W_{CD}| = n R T_c \ln \frac{V_C}{V_D}$$

$$\frac{|Q_c|}{|Q_h|} = \frac{T_c \ln V_C/V_D}{T_h \ln V_B/V_A}$$

Eficiencia de la máquina de Carnot

Para un proceso adiabático, $T_i V_i^{\gamma-1} = T_f V_f^{\gamma-1}$, entonces

$$T_h V_B^{\gamma-1} = T_c V_C^{\gamma-1} \quad T_h V_A^{\gamma-1} = T_c V_D^{\gamma-1} \quad \longrightarrow \quad \frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D}$$

Luego,

$$\frac{|Q_c|}{|Q_h|} = \frac{T_c}{T_h}$$

Con lo cual,

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{|Q_c|}{|Q_h|} = 1 - \frac{T_c}{T_h}$$

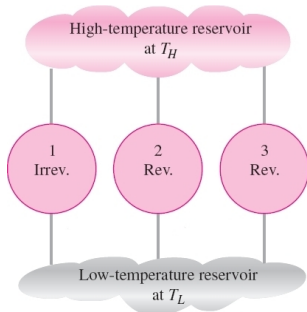
Dado que $T_c < T_h$, la $\eta_{\text{Carnot}} < 1$.

Se puede demostrar que ninguna MT real puede tener una η mayor que la η_{Carnot} .

Principios de Carnot

En base a estas limitaciones impuestas por la segunda ley de la Termodinámica, se obtienen dos conclusiones respecto de la eficiencia de las MTs reversibles e irreversibles.

- La eficiencia de una MT irreversible es **siempre** menor que la eficiencia de una MT reversible.
- Las eficiencias de **todas** las MTs reversibles operando entre las mismas temperaturas son iguales.

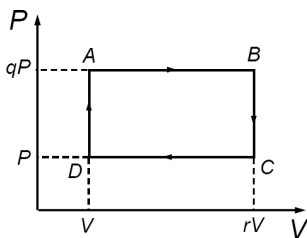


$$\eta_{1 \text{ irreversible}} < \eta_{2 \text{ reversible}}$$

$$\eta_{2 \text{ reversible}} = \eta_{3 \text{ reversible}}$$

Ejemplo I - 1

El ciclo mostrado en la figura es realizado por un mol de un gas ideal monoatómico. Obtener el trabajo realizado por el gas en un ciclo, la eficiencia del ciclo y la eficiencia del ciclo de Carnot equivalente.



El trabajo viene dado por el área encerrada por la curva del ciclo.

$$W = (qP - P)(rV - V) = (q - 1)(r - 1)PV$$

$$\eta = 1 - \frac{|Q_{\text{sale}}|}{|Q_{\text{entra}}|}$$

- $A \rightarrow B$ (presión constante), $Q_{AB} = \Delta U_{AB} + W_{AB}$
- $B \rightarrow C$ (volumen constante), $Q_{BC} = \Delta U_{BC}$
- $C \rightarrow D$ (presión constante), $Q_{CD} = \Delta U_{CD} + W_{CD}$
- $D \rightarrow A$ (volumen constante), $Q_{DA} = \Delta U_{DA}$

Ejemplo I - 2

gas ideal ($n = 1$) $\longrightarrow P V = n R T, \Delta U = n c_v \Delta T, c_v = 3/2 R$

• $A \rightarrow B$

$$\Delta U_{AB} = \frac{3}{2} R (T_B - T_A) \qquad W_{AB} = P_A (V_B - V_A)$$

$$Q_{AB} = \frac{5}{2} R (T_B - T_A) = c_p (T_B - T_A) > 0 \quad \textbf{absorbe calor}$$

• $B \rightarrow C$

$$Q_{BC} = \Delta U_{BC} = \frac{3}{2} R (T_C - T_B) < 0 \quad \textbf{cede calor}$$

• $C \rightarrow D$

$$Q_{CD} = \frac{5}{2} R (T_D - T_C) = c_p (T_D - T_C) < 0 \quad \textbf{cede calor}$$

• $D \rightarrow A$

$$Q_{DA} = \frac{3}{2} R (T_A - T_D) > 0 \quad \textbf{absorbe calor}$$

Ejemplo I - 3

$$Q_{entra} = Q_{AB} + Q_{DA} = \frac{5}{2} R (T_B - T_A) + \frac{3}{2} R (T_A - T_D)$$

$$Q_{sale} = Q_{BC} + Q_{CD} = \frac{3}{2} R (T_C - T_B) + \frac{5}{2} R (T_D - T_C)$$

Escribiendo T_A , T_B , T_C y T_D en términos de P , V , r y q ,

$$Q_{entra} = \left(\frac{5}{2} q r - q - \frac{3}{2} \right) P V \quad Q_{sale} = \left(\frac{3}{2} q r + r - \frac{5}{2} \right) P V$$

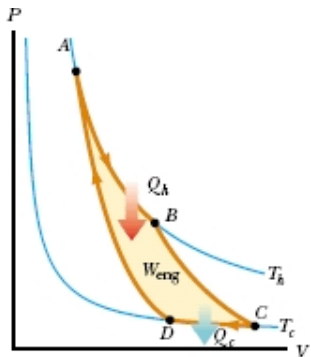
La eficiencia resulta ser

$$\eta = 1 - \frac{3 q r + 2 r - 5}{5 q r - 2 q - 3}$$

La eficiencia de Carnot equivalente es

$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_D}{T_B} = 1 - \frac{1}{q r}$$

Entropía



$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{|Q_c|}{|Q_h|} = 1 - \frac{T_c}{T_h} \rightarrow \frac{|Q_c|}{|Q_h|} = \frac{T_c}{T_h}$$

$$\frac{|Q_c|}{T_c} = \frac{|Q_h|}{T_h} \rightarrow \frac{|Q_c|}{T_c} - \frac{|Q_h|}{T_h} = 0$$

$$Q_c < 0 \rightarrow \frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_h}{T_h} = 0$$

Para un ciclo con varias etapas infinitesimales, podemos escribir

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \rightarrow \frac{\delta Q}{T} = dS \quad \text{Entropía}$$

La entropía es una variable de estado

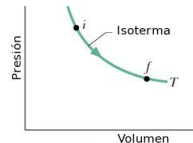
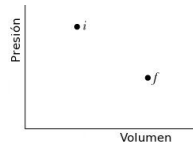
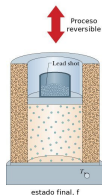
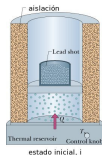
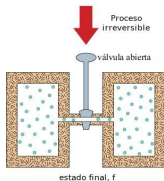
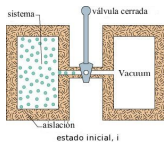
El ΔS en un proceso depende de los estados inicial y final

Entropía

$$\Delta S = S_{\text{estado final}} - S_{\text{estado inicial}} = \int_i^f \frac{\delta Q}{T}$$

Para los mismos estados inicial y final,

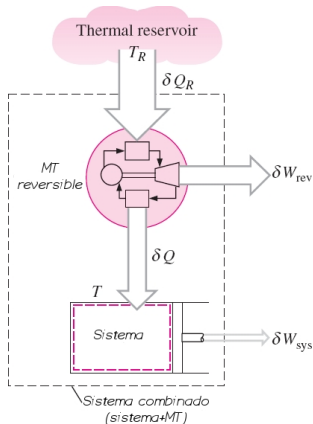
$$\Delta S_{\text{proceso irreversible}} = \Delta S_{\text{proceso reversible}}$$



Desigualdad de Clausius

El físico alemán R. Clausius, en la década de 1860, postuló que

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad \text{para todos los ciclos, reversibles e irreversibles}$$



Para el sistema combinado,

$$\delta W_C = \delta W_{rev} + \delta W_{sys} = \delta Q_R - dE_C$$

δW_C y dE_C son el trabajo total y el cambio en la energía total del sistema combinado

La MT es reversible, $\frac{\delta Q_R}{T_R} = \frac{\delta Q}{T}$

$$\delta W_C = T_R \frac{\delta Q}{T} - dE_C$$

Desigualdad de Clausius

Para un ciclo del sistema y varios ciclos de la MT,

$$W_C = \oint \delta W_C = \oint \left(T_R \frac{\delta Q}{T} - dE_C \right) = \oint T_R \frac{\delta Q}{T}$$

Pero, sobre la base del enunciado de Kelvin de la Segunda ley, W_C no puede ser trabajo producido por el sistema combinado, entonces

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (\text{La igualdad es válida para procesos reversibles})$$

Un caso especial es el valor del cambio de entropía en un proceso de transferencia de calor isotérmico

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T_o} \int \delta Q = \frac{Q}{T_o}$$

Principio de aumento de la entropía

Consideremos un ciclo compuesto por dos procesos entre los estados a y b , uno reversible ($a \rightarrow b$) y otro irreversible ($b \rightarrow a$),

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_a^b \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} + \int_b^a \frac{\delta Q}{T} = S_b - S_a + \int_b^a \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

$$\Delta S_{sistema} = S_a - S_b \geq \int_b^a \frac{\delta Q}{T}$$

$$\Delta S_{sistema} = \int_b^a \frac{\delta Q}{T} + S_{gen}$$

S_{gen} es la entropía generada en el sistema durante el proceso ... es una cantidad **positiva siempre** y **no** es una propiedad del sistema sino que depende del proceso.

Para un sistema aislado (no hay flujo de calor),

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

Principio de aumento de la entropía

En todo proceso que ocurre en un sistema aislado, la entropía siempre aumenta; para el caso límite de un proceso reversible, la entropía permanece constante.

- Un proceso natural que empieza en un estado de equilibrio y termina en otro estado de equilibrio ocurre en el sentido en que aumenta la entropía del sistema y del medio.
- La entropía es una propiedad que se conserva durante los procesos reversibles ideales y que aumenta en todos los procesos reales.
- Los sistemas de Ingeniería se degradan por la presencia de irreversibilidades y la generación de entropía es una medida de la magnitud de irreversibilidades presentes en el proceso.

Cambio de entropía del gas ideal

Para un gas ideal, $du = c_v dT$ y $P = R T/v$, el cambio infinitesimal de entropía en un proceso es

$$ds = \frac{\delta Q}{T} = \frac{dU}{T} + \frac{\delta W}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}$$

$$\Delta s = \int_i^f ds = \int_i^f c_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_f}{v_i} = s_f - s_i$$

Si c_v no depende de la temperatura,

$$s(T, V) = s_{ref} + c_v \ln T - c_v \ln T_{ref} + R \ln V - R \ln V_{ref}$$

$$s(T, V) = s_o + c_v \ln T + R \ln V$$

Usando la ecuación de estado y la relación entre c_v y c_p ,

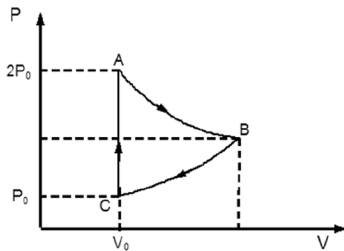
$$s(T, P) = s_o + c_p \ln T - R \ln P$$

Para una expansión libre isotérmica, $\Delta S = n R \ln V_f/V_i$

Ejemplo II - 1

El ciclo termodinámico que muestra el diagrama P-V de la figura lo realiza un mol de un gas ideal monoatómico. Los valores P_0 y V_0 indicados en el gráfico son conocidos. El tramo $A \rightarrow B$ es adiabático, el tramo $B \rightarrow C$ es isotérmico y el tramo $C \rightarrow A$ es a volumen constante.

- a) Encuentre la eficiencia del ciclo.
- b) Compare la eficiencia del ciclo con la del ciclo de Carnot equivalente.
- c) Haga un gráfico equivalente para el ciclo en un diagrama T-S.



Ecuación de estado de un gas ideal: $P V = n R T$.

Cantidad de gas ideal: 1 mol, $n = 1$.

Gas ideal monoatómico: $c_v = 3/2 R$, $c_p = 5/2 R$.

Primera Ley para un gas ideal: $\Delta U = Q - W = n c_v \Delta T$.

Ejemplo II - 2

- $A \rightarrow B$ (adiabático)

$$\Delta U_{AB} = -W_{AB} \quad P_A V_A^\gamma = P_B V_B^\gamma$$

- $B \rightarrow C$ (isotérmico)

$$\Delta U_{BC} = 0 = Q_{BC} - W_{BC} \quad P_B V_B = P_C V_C$$

- $C \rightarrow A$ (volumen constante)

$$\Delta U_{CA} = Q_{CA} = n c_v (T_A - T_C) \quad P_C/T_C = P_A/T_A$$

Las variables termodinámicas no conocidas para los estados entre dos etapas del ciclo son

$$T_A = \frac{2 P_o V_o}{R} \quad T_C = \frac{P_o V_o}{R}$$

$$T_B = \frac{P_o V_o}{R} \quad P_B = 2^{3/2} P_o \quad V_B = 2^{2/3} V_o$$

Ejemplo II - 3

El calor involucrado en cada etapa es

$$Q_{AB} = 0$$

$$Q_{BC} = W_{BC} = R T_B \int_B^C \frac{dV}{V} = R T_B \ln \left(\frac{V_C}{V_B} \right) = -\frac{3}{2} P_o V_o \ln 2$$

$$Q_{CA} = \Delta U_{CA} = c_v (T_A - T_C) = \frac{3}{2} P_o V_o$$

Q_{BC} es el calor cedido al medio y Q_{CA} es el calor absorbido por el sistema, entonces

$$\eta = 1 - \frac{Q_{cedido}}{Q_{absorbido}} = 1 - \frac{\frac{3}{2} P_o V_o \ln 2}{\frac{3}{2} P_o V_o} = 1 - \ln 2 = 0,307$$

La eficiencia de Carnot equivalente es

$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_A}{T_C} = 1 - \frac{\frac{2 P_o V_o}{R}}{\frac{P_o V_o}{R}} = 0,5$$

Ejemplo II - 4

$$\eta \approx 0,6 \eta_{Carnot}$$

Para obtener el diagrama T-S consideremos que $dQ = T dS$ y como el Q en cada etapa es conocido podremos calcular el ΔS correspondiente,

- $A \rightarrow B$ (adiabático)

$$Q_{AB} = 0 \longrightarrow \Delta S_{AB} = 0 \longrightarrow S_A = S_B$$

- $B \rightarrow C$ (isotérmico)

$$\Delta S_{BC} = \frac{Q_{BC}}{T_C} = \frac{-\frac{3}{2} P_o V_o \ln 2}{\frac{P_o V_o}{R}} = -\frac{3}{2} R \ln 2$$

- $C \rightarrow A$ (volumen constante)

$$\Delta S_{CA} = \int_C^A \frac{c_v dT}{T} = \frac{3}{2} R \int_C^A \frac{dT}{T} = \frac{3}{2} R \ln \left(\frac{T_A}{T_C} \right) = \frac{3}{2} R \ln 2$$

Ejemplo II - 5

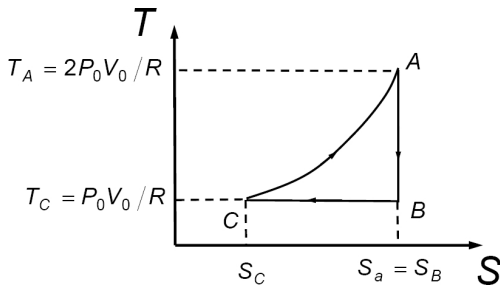
¿Cuánto vale S en puntos intermedios entre C y A ?

$$\Delta S = S(T) - S_C = \frac{3}{2} R \int_C^T \frac{dT}{T} = \frac{3}{2} R \ln \left(\frac{T}{T_C} \right) = \frac{3}{2} R \ln \left(\frac{RT}{P_o V_o} \right)$$

$$S(T) = S_C + \frac{3}{2} R \ln \left(\frac{RT}{P_o V_o} \right)$$

A efectos de hacer el gráfico necesito conocer $T(S)$.

Por la forma de la ecuación anterior, la curva $T(S)$ es exponencial.

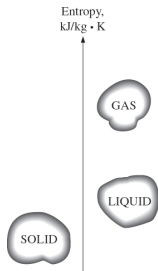


La entropía desde el punto de vista microscópico

Analicemos el significado físico de la entropía considerando la naturaleza microscópica de la materia.

La entropía puede pensarse como una medida del desorden molecular.

Cuanto más desordenado está un sistema, las posiciones de sus moléculas son menos predecibles y la entropía aumenta.



Desde el punto de vista de la Termodinámica estadística, cada estado de equilibrio macroscópico corresponde a un gran número de estados microscópicos.

La entropía de un sistema está relacionada con el número total de posibles estados microscópicos correspondientes a un macroestado

Entropía de las sustancias puras

La entropía es una propiedad de estado de un sistema. Hemos visto como calcular cambios de entropía y, eligiendo adecuadamente un estado de referencia, podremos evaluar la entropía de un sistema en un estado cualquiera.

Los estado de referencia en las tablas de propiedades que conocemos son

$$s_{liq. sat. a 0,01^{\circ}C} \equiv 0 \quad (\text{vapor}) \quad s_{liq. sat. a -40^{\circ}C} \equiv 0 \quad (\text{R-134a})$$

En las regiones de líquido comprimido y de vapor sobrecalentado, el valor de la entropía se obtiene directamente de la tabla en el estado especificado.

La entropía del líquido comprimido puede ser aproximado por el valor del líquido saturado a la misma temperatura,

$$s_{@ T, P} \approx s_{f@ T}$$

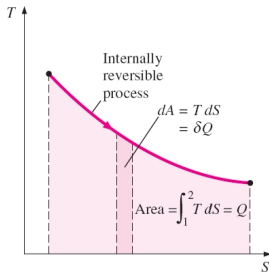
En la región de mezcla saturada, $s = s_f + x s_{fg}$

Diagramas de propiedades involucrando la entropía

Hemos usado los diagramas P-V y T-V en el análisis de la Primera Ley. Para la Segunda ley, los diagramas que involucren a la variable entropía serán muy útiles.

$$\delta Q_{rev} = T dS \longrightarrow Q_{rev} = \int T dS$$

El área no tiene significado para procesos irreversibles.



- Un proceso isoentrópico está caracterizado por una línea vertical en el diagrama T-S $\longrightarrow \text{área} = Q = 0$.
- Un proceso isotérmico esta representado por una línea horizontal $\longrightarrow \text{área} = Q = T_o \Delta S$

Relaciones $T ds$

Para el caso de un proceso reversible que se produce en un sistema cerrado estacionario,

$$\delta Q_{rev} - \delta W_{rev} = dU = T dS - P dV$$

Considerando cantidades específicas,

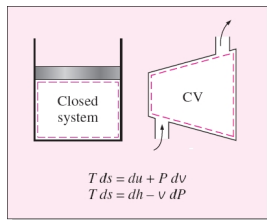
$$T ds = du + P dv$$

Usando la definición de entalpía, $h = u + P v$,

$$dh = du + P dv + v dP \longrightarrow T ds = dh - v dP$$

Estas relaciones entre los cambios de las propiedades de un sistema son

- independientes del tipo de procesos
- aplicables a sistemas cerrados y abiertos



Trabajo reversible en distintos tipos de sistemas

El trabajo hecho durante un proceso depende del proceso y de los estados extremos del sistema.

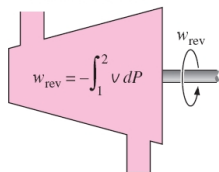
Bajo condición de energías cinética y potencial despreciables, el trabajo hecho por el sistema con flujo estacionario de masa es

$$w_{rev} = - \int_i^f v \, dP$$

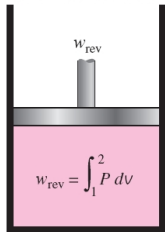
Mientras que para un sistema cerrado es

$$w_{rev} = \int_i^f P \, dv$$

Sistema con flujo estacionario



Sistema cerrado

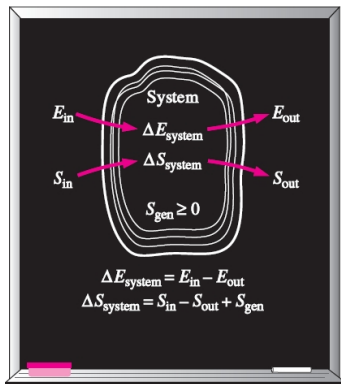


Balance de entropía

La entropía es una medida del desorden molecular de un sistema y la segunda ley establece que la entropía no puede ser destruida.

Durante un proceso,

$$\Delta S_{\text{sistema}} = S_{\text{entra}} - S_{\text{sale}} + S_{\text{gen}} = S_{\text{final}} - S_{\text{inicial}}$$



Mecanismos de transferencia de entropía, S_{entra} y S_{sale}

La entropía puede ser transferida como calor y como flujo de masa. Para los sistemas cerrados, la transferencia de calor es el único mecanismo posible.

- **Transferencia de calor**

Si T es constante,

$$S_{calor} = \frac{Q}{T}$$

Si T no es constante,

$$S_{calor} = \int \frac{\delta Q}{T} \approx \sum \frac{Q_k}{T_k}$$

- **Fujo de masa**

La masa contiene entropía tanto como energía, las cuales son transferidas hacia o desde un sistema por el flujo de materia. Cuando las propiedades de la materia cambian durante un proceso,

$$\dot{S}_{masa} = \int_{\text{área}} s \rho v_n dA$$

$$S_{masa} = \int s \delta m = \int_{\Delta t} \dot{S}_{masa} dt$$

Generación de entropía, S_{gen}

Para un proceso reversible,

$$S_{gen} = 0$$

Para un sistema cerrado ($\dot{m} = 0$),

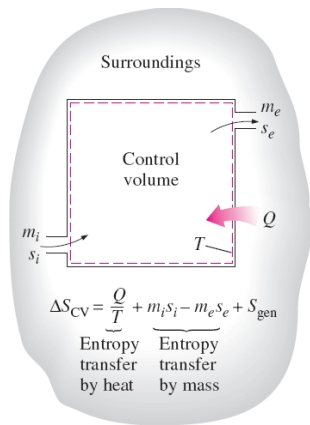
$$\sum \frac{Q_k}{T_k} + S_{gen} = \Delta S_{sistema} = S_2 - S_1$$

Para un proceso adiabático ($Q = 0$),

$$S_{gen} = \Delta S_{sistema \text{ adiabático}}$$

Para un volumen de control,

$$\sum \frac{Q_k}{T_k} + \sum m_{entra} s_{entra} - \sum m_{sale} s_{sale} + S_{gen} = \Delta S_{sistema} = (S_2 - S_1)_{vc}$$



Generación de entropía, S_{gen}

Usando notación de flujos, el balance de entropía resulta

$$\sum \frac{\dot{Q}_k}{T_k} + \sum \dot{m}_{entra} s_{entra} - \sum \dot{m}_{sale} s_{sale} + \dot{S}_{gen} = \frac{dS_{vc}}{dt}$$

En condiciones de flujo estacionario $\rightarrow dS_{vc}/dt = 0$,

$$\dot{S}_{gen} = \sum \dot{m}_{sale} s_{sale} - \sum \dot{m}_{entra} s_{entra} - \sum \frac{\dot{Q}_k}{T_k}$$

Para un sistema con una entrada y una salida de masa,

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m}(s_{sale} - s_{entra}) - \sum \frac{\dot{Q}_k}{T_k}$$

y, si además, es adiabático,

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m}(s_{sale} - s_{entra}) \geq 0$$

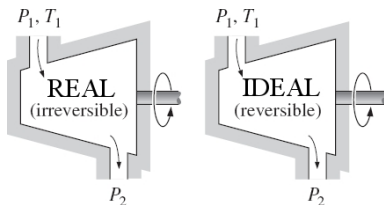
Eficiencia en sistemas con flujo de masa estacionario

Las irreversibilidades acompañan todos los procesos reales y su efecto es degradar el rendimiento de operación de los dispositivos.

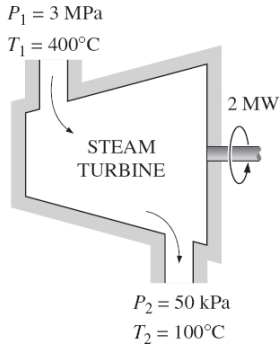
Analizaremos dispositivos que trabajan bajo condiciones de flujo estacionario (turbinas, compresores, toberas) y determinaremos el grado de degradación de la energía como resultado de las irreversibilidades.

La mayoría de los dispositivos que nos interesarán operan bajo condiciones adiabáticas; por tanto, el proceso *modelo* será uno adiabático que no involucre irreversibilidades.

proceso isoentrópico

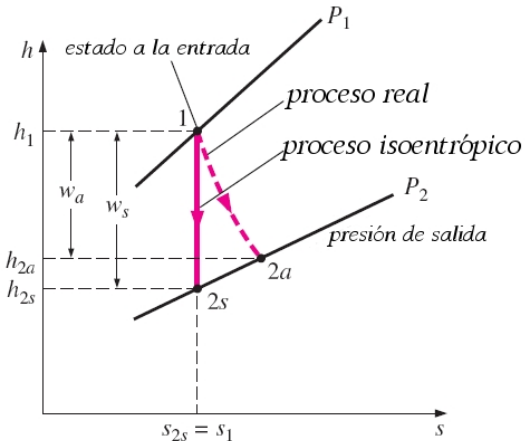


Eficiencia adiabática de turbinas



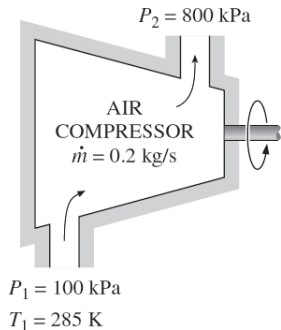
$$\eta_{\text{turbina}} = \frac{w_{\text{real}}}{w_{s=\text{cte.}}}$$

$$\eta_{\text{turbina}} \approx \frac{h_1 - h_{2,\text{real}}}{h_1 - h_{2,s=\text{cte.}}}$$



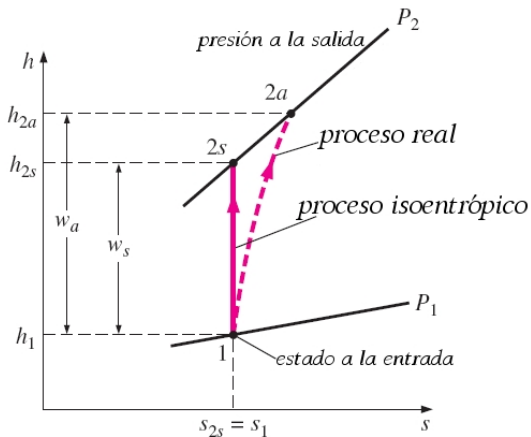
$$\eta_{\text{turbina}} \approx 70 - 90 \%$$

Eficiencia adiabática de compresores y bombas



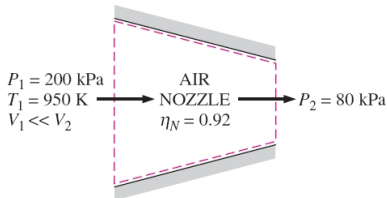
$$\eta_{\text{compresor}} = \frac{w_{s=\text{cte.}}}{w_{\text{real}}}$$

$$\eta_{\text{compresor}} \approx \frac{h_{2,s=\text{cte.}} - h_1}{h_{2,\text{real}} - h_1}$$



$$\eta_{\text{bomba}} = \frac{v(P_2 - P_1)}{h_{2,\text{real}} - h_1}$$

Eficiencia adiabática de toberas

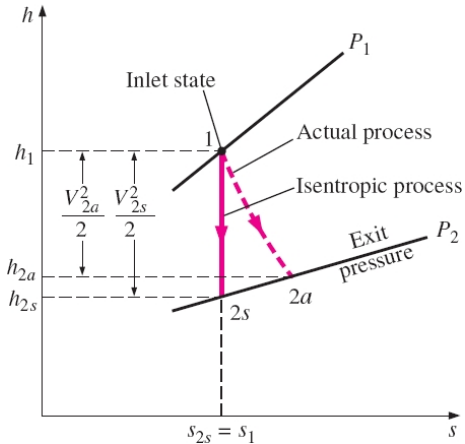


$$\eta_{tobera} = \frac{(v_{2,real})^2}{(v_{2,s=cte.})^2}$$

Balance de energía,

$$h_1 = h_{2,real} + \frac{(v_{2,real})^2}{2}$$

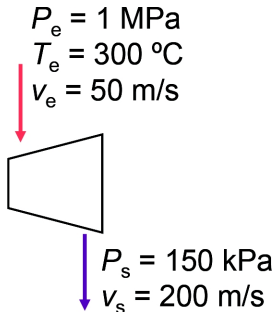
$$\eta_{tobera} \approx \frac{h_1 - h_{2,real}}{h_1 - h_{2,s=cte.}}$$



$$\eta_{tobera} \approx 90 - 95 \%$$

Ejemplo IV - 1

En una turbina a vapor el vapor entra a 300°C , 1 MPa y a 50 m/s . A la salida, el vapor está a 150 kPa y tiene una velocidad de 200 m/s . Determinar el trabajo por kg de vapor que fluye a través de la turbina, suponiendo que el proceso es adiabático y reversible.



Conservación de masa

$$\dot{m}_{\text{salida}} = \dot{m}_{\text{entrada}} = \dot{m}$$

Primera ley ó Conservación de energía

$$h_s - h_e + \frac{v_s^2 - v_e^2}{2} + g(z_s - z_e) = q - w$$

Proceso adiabático $q = 0$ y $\Delta z \approx 0$

$$h_e + \frac{v_e^2}{2} = h_s + \frac{v_s^2}{2} + w$$

Ejemplo IV - 2

Segunda ley para un proceso estacionario

$$\sum_{vc} \frac{\dot{Q}_{vc}}{T} + \sum \dot{m}_e s_e - \sum \dot{m}_s s_s + \dot{S}_{gen} = 0$$

Proceso es adiabático $\dot{Q}_{vc} = 0$ y reversible $\dot{S}_{gen} = 0$

$$s_e = s_s$$

¿cómo sigo?

saco datos de las tablas!

Para las condiciones del vapor en la entrada **[Tabla A-6]**,

$$h_e = 3051.6 \text{ kJ/kg}$$

$$s_e = 7.1246 \text{ kJ/kg K}$$

Para las condiciones de salida, los valores de h y s para el líquido saturado y para el cambio de fase **[Tabla A-5]** son

$$h_f = 467.13 \text{ kJ/kg}$$

$$s_f = 1.4337 \text{ kJ/kg K}$$

$$h_{fg} = 2226.0 \text{ kJ/kg}$$

$$s_{fg} = 5.7894 \text{ kJ/kg K}$$

Ejemplo IV - 3

La entropía del vapor a la salida es $s_s = s_e = 7.1246 \text{ kJ/kg K}$.

Para las condiciones de salida, $s_s > s_f \rightarrow$ dentro del VC tengo una mezcla de fases saturada.

$$s_s = 7.1246 \text{ kJ/kg K} = s_f + x s_{fg} = 1.4337 \text{ kJ/kg K} + x 5.7894 \text{ kJ/kg K}$$

$$x = 0.983$$

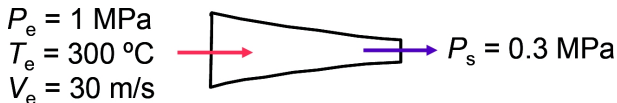
$$h_s = h_f + x h_{fg} = 467.13 \text{ kJ/kg} + 0.983 \times 2226.0 \text{ kJ/kg} = 2655.3 \text{ kJ/kg}$$

Reemplazando en la ecuación de la Primera ley,

$$w = h_e + \frac{v_e^2}{2 \times 1000} - h_s - \frac{v_s^2}{2 \times 1000} = 377.56 \text{ kJ/kg}$$

Ejemplo V - 1

Vapor fluye adiabáticamente a través de una tobera. La entrada se produce a 1 MPa y 300°C, con velocidad de 30 m/s. la presión del vapor a la salida es 0.3 MPa. Determine la velocidad de salida de vapor, suponiendo un proceso reversible, adiabático y estacionario. Muestre el proceso en el diagrama $T - s$.



$$\dot{m}_s = \dot{m}_e$$

Para las condiciones de entrada del vapor,

$$h_e = 3051.6 \text{ kJ/kg}$$

$$s_e = 7.1246 \text{ kJ/kg K}$$

[Tabla A-6]

A $P = P_e$, la entropía del vapor saturado es $s_g = 6.5850 \text{ kJ/kg K}$

[Tabla A-5]

$s_e > s_g \longrightarrow$ el vapor entra supercalentado

Ejemplo V - 2

En la salida, $P_s = 0.3 \text{ MPa}$ y $s_s = s_e = 7.1246 \text{ kJ/kg K}$ (proceso adiabático y reversible)

Según la Primera Ley, la velocidad de salida viene dada por

$$\frac{v_s^2}{2} = h_e + \frac{v_e^2}{2} - h_s$$

¿cuánto vale h_s y T_s ?

Sabemos que $s_s = s_e = 7.1246 \text{ kJ/kg K}$ entonces podemos determinar T_s y h_s .

De la **[Tabla A-6]** tenemos que

$$T_1 = 150^\circ\text{C}$$

$$h_1 = 2761.2 \text{ kJ/kg}$$

$$s_1 = 7.0792 \text{ kJ/kg K}$$

$$T_2 = 200^\circ\text{C}$$

$$h_2 = 2865.9 \text{ kJ/kg}$$

$$s_2 = 7.3112 \text{ kJ/kg K}$$

Ejemplo V - 3

Usando interpolación lineal,

$$s = s_o + \alpha (T - T_o) \qquad h = h_o + \beta (T - T_o)$$

$$s_o = 7.0792 \text{ kJ/kg K} \qquad T_o = 150^\circ\text{C} \qquad h_o = 2761.2 \text{ kJ/kg}$$

$$\alpha = (s_2 - s_1)/(T_2 - T_1) = 0.00464 \text{ kJ/kg K}^2$$

$$\beta = (h_2 - h_1)/(T_2 - T_1) = 2.094 \text{ kJ/kg K}$$

Luego,

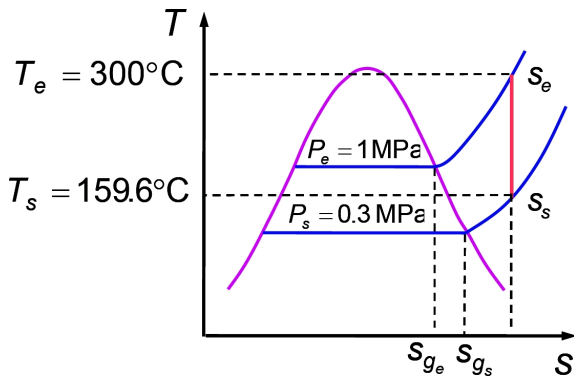
$$s = s_s = s_o + \alpha (T_s - T_o) \longrightarrow T_s = 159,8^\circ\text{C} \longrightarrow h_s = 2781,7 \text{ kJ/kg}$$

Reemplazando los valores obtenidos en la ecuación de la Primera Ley,

$$\frac{v_s^2}{2} = h_e + \frac{v_e^2}{2} - h_s \longrightarrow v_s = 735 \text{ m/s}$$

Ejemplo V - 4

Gráfico del proceso en un diagram $T - v$



Tarea para la casa

Un tanque tiene 40 lt de aire a 100 kPa y 17°C. Un compresor reversible y adiabático se pone en operación para cargar el tanque hasta una presión de 1 MPa y luego se apaga.

Determinar la temperatura del aire al final del proceso y el trabajo requerido para cargar el tanque.

