



Centro
Universitario
de la Defensa

Lección 3

Segundo principio de la termodinámica. Entropía

Tecnología Energética



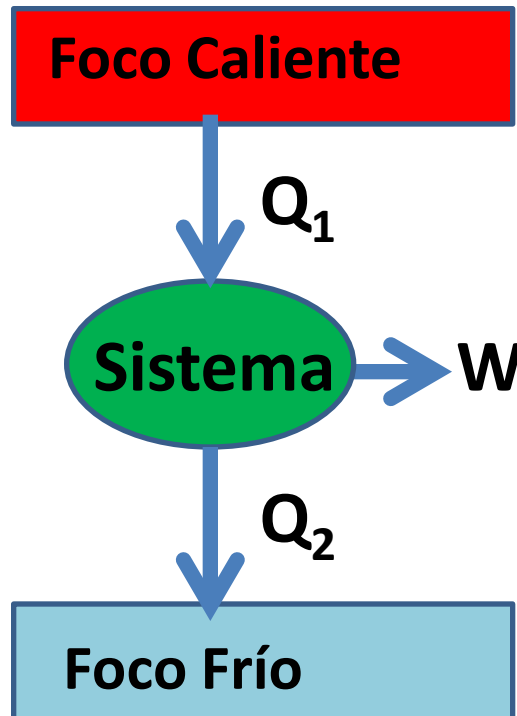
*Centro Universitario de la Defensa de San Javier
MDE-UPCT.*

2º Principio de la Termodinámica (visto en Física y Química de 1º)



1º principio es el principio de conservación de la energía.

El 2º principio nos dice si un proceso es posible en la realidad (si puede ocurrir o no, esto nos lo dice $\Delta S > 0$), la dirección de los procesos (si es espontáneo o no, $\Delta G \leq 0$) y la calidad de la energía (cuánto es el máximo trabajo que se puede obtener en un proceso (el máximo es el del proceso ideal=isentrópico), cuáles son los factores que lo reducen: irreversibilidades)



Motor Térmico

$$\eta = \frac{W}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Según el segundo principio $Q > W$

Q_1 calor entregado del foco caliente al sistema

Q_2 calor cedido por el sistema al foco frío

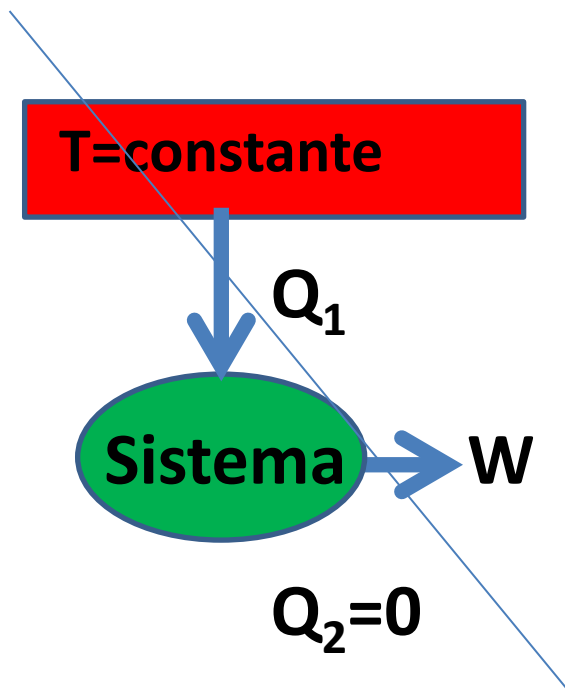
W trabajo neto

Enunciados del 2º principio (visto en Física de 1º)



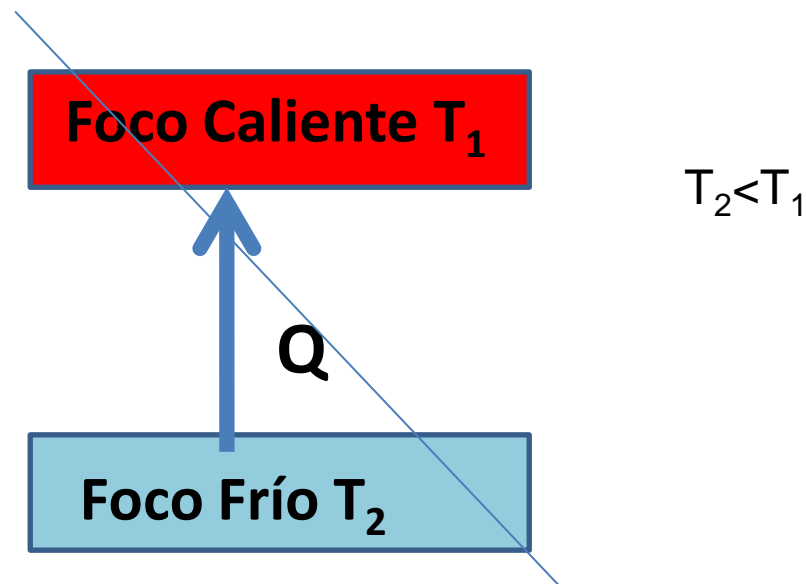
Kelvin Plank

Es imposible con un motor térmico, producir un trabajo neto, en un ciclo completo, intercambiando calor solamente, con un cuerpo a una temperatura fija



Clausius

Es imposible construir una máquina, que funcionando con un ciclo, no produzca otro efecto, que transferir calor desde un cuerpo a otro de mayor temperatura

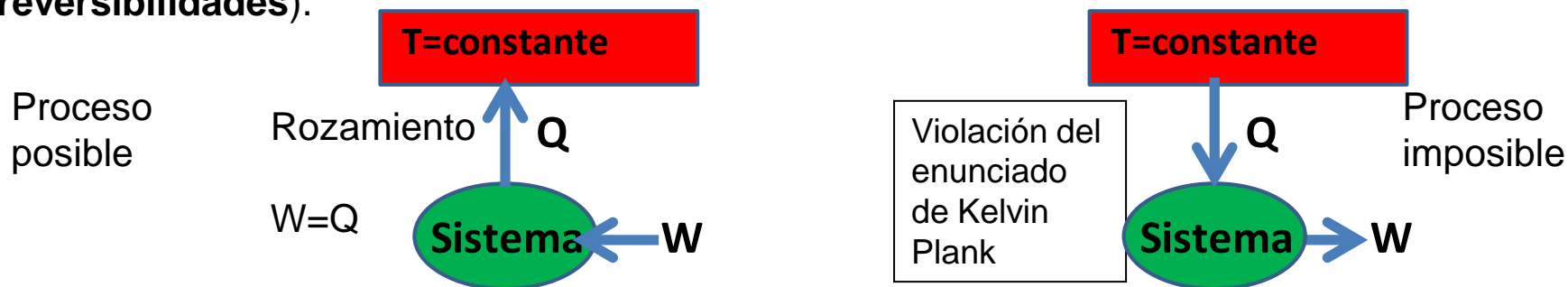


“No puede existir una máquina frigorífica de funcionamiento cíclico que haga pasar calor de un foco a otro de mayor temperatura sin aporte de trabajo exterior”

Procesos irreversibles - reversibles



El 1^{er} principio permite transferencia de todo el calor en trabajo y de todo el trabajo en calor. El 2^o principio nos informa que es posible convertir todo el trabajo en calor pero que no es posible convertir todo el calor en trabajo ya que siempre hay pérdidas por disipación de energía en rozamiento, en procesos viscosos... (las llamamos **irreversibilidades**).



Procesos reversibles: Aquellos que una vez ha sucedido, se puede devolver al sistema y al entorno a sus estados iniciales.

Estos procesos no ocurren, sólo se definen ya que algunos procesos reales son casi-reversibles (pierden muy poca energía por irreversibilidades). Se deben considerar como el límite ideal de un proceso real.

Ejemplos procesos reversibles: péndulo ideal, procesos con ecuación de Bernoulli (fluidos ideales). Los procesos en toberas y difusores son casi-reversibles.

Procesos irreversibles: Aquellos que una vez ha sucedido, no se puede devolver al sistema y al entorno a sus estados iniciales.

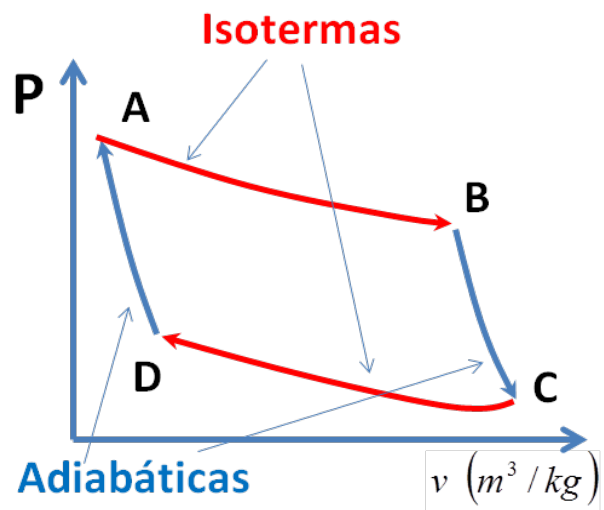
Ejemplos:

- Reacción química espontánea
- Mezcla espontánea de sustancias con diferente composición o estado
- Rozamiento (fricciones mecánicas/deslizamiento por la viscosidad de un fluido)
- Expansión libre de un fluido
- Transferencia de calor

TODOS LOS PROCESOS REALES SON IRREVERSIBLES

Un proceso puede generar irreversibilidades internas (dentro del sistema) y/o externas (en el entorno)

Ciclo de Carnot (visto en Física de 1º)



Procesos isotérmicos AB y CD (sistema cerrado)

$$d\dot{u} = q - w \rightarrow T = cte \rightarrow q = w = \int p dv = \int \frac{R_g T}{v} dv$$

$$q_1 = q_{AB} = R_g T_1 \int_A^B \frac{dv}{v} = R_g T_1 \ln\left(\frac{v_B}{v_A}\right)$$

$$q_2 = |q_{CD}| = \left| R_g T_2 \int_C^D \frac{dv}{v} \right| = R_g T_2 \ln\left(\frac{v_C}{v_D}\right)$$

Procesos adiabáticos BC y DA (sistema cerrado)

(gas ideal)

T_1 temperatura foco caliente AB
 T_2 temperatura foco frío CD

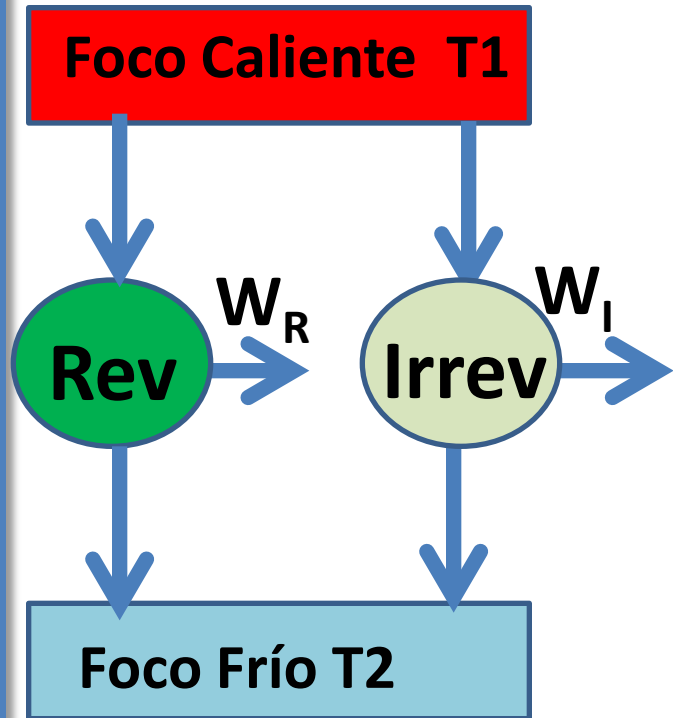
$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{T_1}{T_2}\right) &= \left(\frac{v_C}{v_B}\right)^{\gamma-1} \\ \left(\frac{T_1}{T_2}\right) &= \left(\frac{v_D}{v_A}\right)^{\gamma-1} \end{aligned} \right\} \ln\left(\frac{v_B}{v_A}\right) = \ln\left(\frac{v_C}{v_D}\right)$$

Rendimiento de Carnot:

Un motor térmico logrará un rendimiento máximo si funciona con un ciclo reversible entre dos niveles de temperatura

$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 \ln\left(\frac{v_C}{v_D}\right)}{T_1 \ln\left(\frac{v_B}{v_A}\right)} \rightarrow \boxed{\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}}$$

Teorema de Carnot:



$$\eta_I \leq \eta_R$$

$$\eta_I = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1} = \eta_R$$

$$\eta_I \leq \eta_R$$

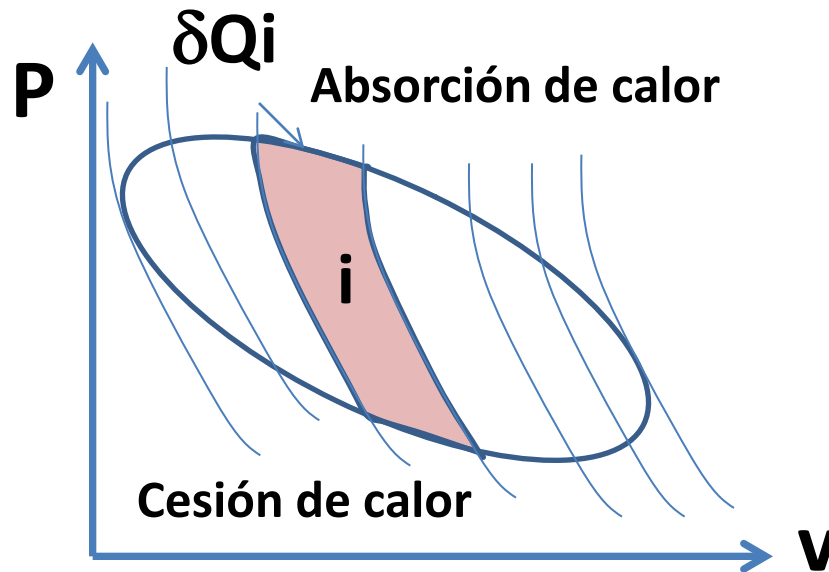
Máquina Irreversible (real) \leq Máquina Reversible (ideal)

Desigualdad de Clausius:

$$1 - \frac{Q_2}{Q_1} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1} \rightarrow \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \rightarrow \sum_{i=1}^2 \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$$

Se toman los calores con su respectivo signo

En un ciclo infinitesimal de Carnot tenemos:



$$\sum_{i=1}^2 \frac{\delta Q_i}{T_i} \leq 0$$

En todo el ciclo tenemos:

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

Ciclo descompuesto en infinitos ciclos de Carnot

Desigualdad de Clausius:

Definición de Entropía (visto en Física y Química de 1º)



A partir de la desigualdad de Clausius:

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

Se define una función de estado: la entropía S [J/K].

En un proceso reversible vale:

$$\Delta S_{12} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$$

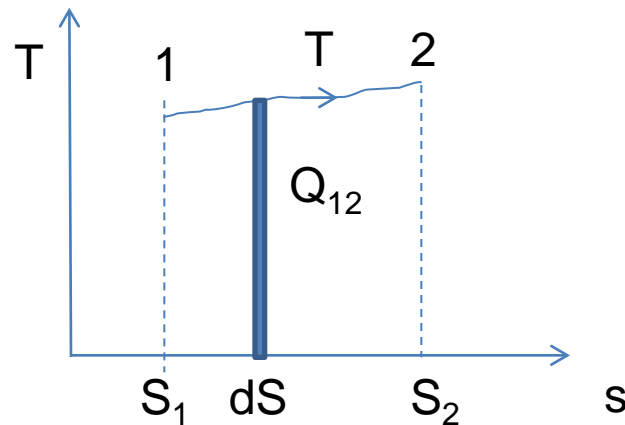
En general la desigualdad de Clausius nos dice que:

$$ds \geq \frac{\delta Q}{T}$$

Para un proceso irreversible $ds \geq \delta Q/T$.

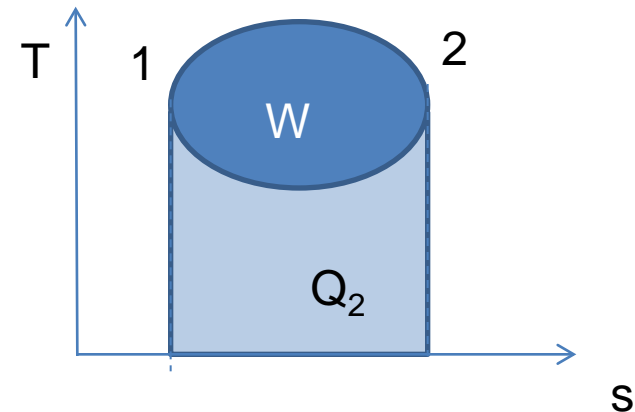
Para el caso de un proceso reversible, podemos poner $=$ en la ecuación anterior.

Para el caso de un proceso reversible, podemos poner = en la ecuación anterior, y por tanto el calor y el trabajo se pueden calcular con dicha fórmula y también como el área bajo la curva en los diagramas T-s



$$\delta Q = T dS$$

$$Q_{12} = \int_1^2 T dS$$



Ciclo cerrado reversible
 $Q_1 = Q_2 + W$

Transformaciones de entropía en gases ideales (visto Física de 1º)



En un proceso reversible partiendo de 1º principio y la definición de entalpía:

$$du = \delta q - \delta w \Rightarrow Tds = du + pdv \Rightarrow ds = \frac{du}{T} + \frac{p}{T} dv \quad du = c_v(T) dT$$

$$dh = c_p(T) dT$$

$$dh = du + d(pv) \Rightarrow Tds = dh - vdp \Rightarrow ds = \frac{dh}{T} - \frac{v}{T} dp \quad p \cdot v = R_g T$$

$$ds = c_v(T) \frac{dT}{T} + R_g \frac{dv}{v}$$

$$ds = c_p(T) \frac{dT}{T} - R_g \frac{dp}{p}$$

$$\Delta s_{12} = c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R_g \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$
$$\Delta s_{12} = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R_g \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

como $c_p = R_g + c_v$
se llega a:

$$s = s_o + c_v \ln\left(\frac{p}{\rho^\gamma}\right)$$

Para gas perfecto e ideal

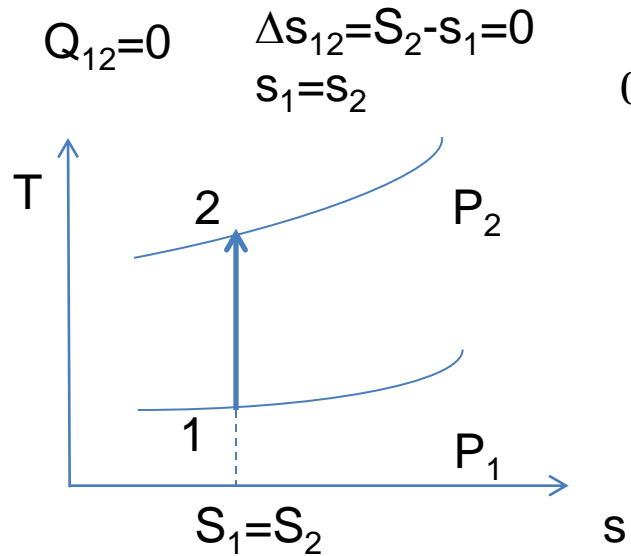
Se asume que $s = 0$ a 1bar y 0 K ya que, según el **3º Principio de la Termodinámica:**
(visto en Química de 1º)

La entropía de una sustancia pura, en equilibrio termodinámico, tiende a cero, a medida que la temperatura absoluta tiende a cero

Cambio de entropía en un proceso adiabático en gases ideales y perfectos (Física1º)



En un proceso reversible, podemos escribir que $ds = T \cdot \delta Q_{\text{rev}}$ y por tanto, en el caso de que sea adiabático $Q_{12} = 0$, entonces $ds = 0$ y $s_1 = s_2 = \text{cte}$:



$$0 = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R_g \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) \rightarrow c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = R_g \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$$

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{R_g}{c_p}}$$



$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1} \rightarrow P_1 \cdot v_1^\gamma = P_2 \cdot v_2^\gamma = \text{cte}$$

Un proceso **adiabático y reversible** es un proceso isoentrópico y, para gases ideales y perfectos, sigue la ecuación:

$$p \cdot v^\gamma = \text{constante}$$

Un proceso politrópico es aquel que sigue la ecuación:

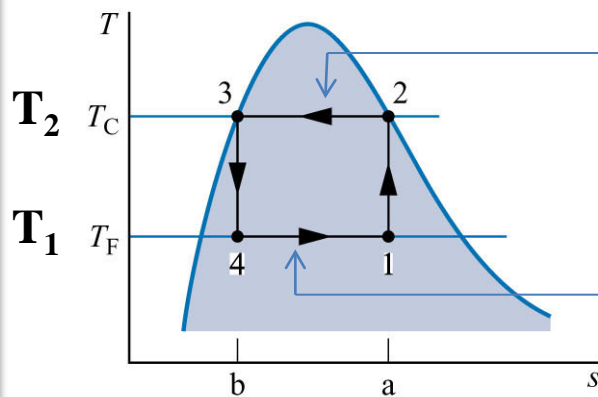
$$p \cdot v^n = \text{constante}$$

Por tanto podemos decir que un proceso isentrópico es un proceso politrópico con $n = \gamma$

Ciclo de Carnot inverso (ideal)



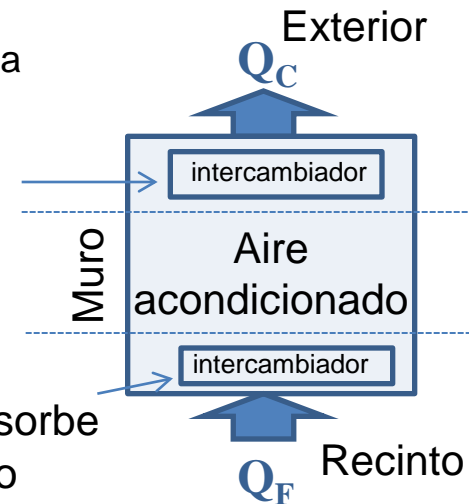
Al aportar una pequeña cantidad de trabajo (W) al sistema, se obtiene frío o calor aprovechando los procesos de **cambio de fase**:



Ejemplo: Aire acondicionado (es una máquina frigorífica)

Condensación (2-3): el fluido libera calor (lo cede al exterior gracias a un intercambiador de calor cerrado)

Evaporación (4-1): el fluido absorbe calor (lo coge del aire del recinto gracias a otro intercambiador)



Al ser un ciclo con eficiencia mayor que 1 no hablamos de rendimiento sino que lo llamamos Coeficiente de Operación (COP)

Máquina Frigorífica $COP_{MF} = \frac{T_F}{T_C - T_F} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$

Bomba de Calor $COP_{BC} = \frac{T_C}{T_C - T_F} = \frac{T_2}{T_2 - T_1}$

El 2º principio nos dice que **alcanzar el cero absoluto es imposible**:

Si fuese posible, tendríamos una máquina de trabajo infinito:

Máquina Frigorífica Reversible

$$COP_{MF Rev} = \frac{Q_F}{W} = \frac{T_F}{T_C - T_F}$$

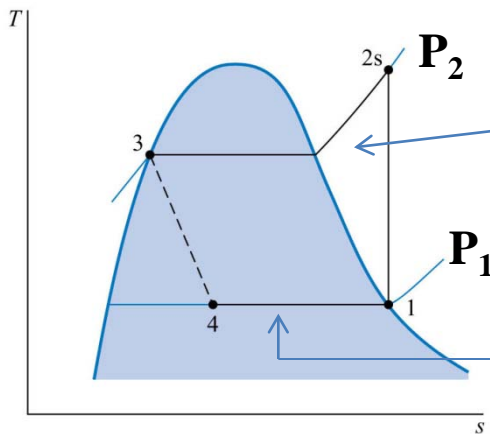
$$W = \frac{(T_C - T_F)Q_F}{T_F}$$

$$T_F \rightarrow 0 \quad W \rightarrow \infty$$

Sistema refrigeración por compresión mecánica (real)

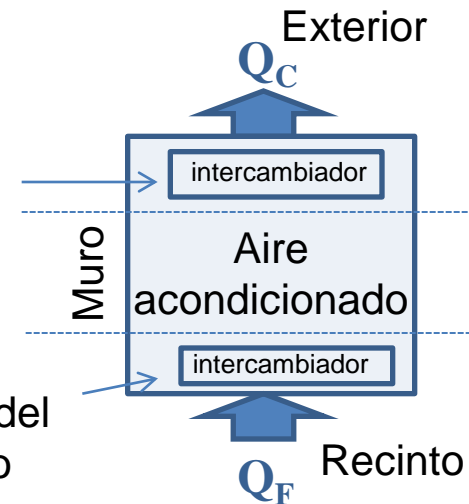


El sistema básico tiene 2 intercambiadores: un condensador (libera calor al exterior) y un evaporador (absorbe el calor del recinto); una válvula de expansión y un compresor.



Condensador (2-3): el vapor condensa y libera calor (lo cede al exterior gracias a un intercambiador de calor cerrado)

Evaporador 4-1: el líquido se evapora y absorbe calor (lo coge del aire de la habitación gracias a otro intercambiador)

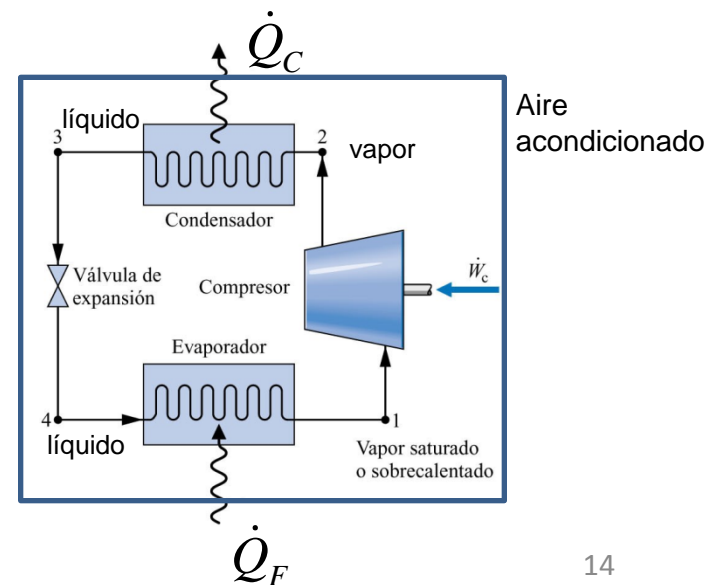


El objetivo es evaporar el fluido entre 4-1, para conseguir enfriar el recinto deseado. \dot{Q}_F

El compresor eleva la presión de P_1 a P_2 para ello hay que aportar trabajo al sistema. \dot{W}_C

El condensador evacúa el calor \dot{Q}_C y la válvula de expansión reduce la presión del fluido de P_2 a P_1 para repetir el proceso.

$$COP = \frac{|\dot{Q}_F|}{|\dot{W}_C|} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}$$



Balance de entropía



Es la misma ecuación de Mecánica de fluidos (3.20):

$$\rho \frac{Ds}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{C} \cdot \nabla s \right) = \frac{\Phi_v}{T} - \frac{\nabla \cdot \vec{q}}{T} + \frac{\dot{Q}_r}{T}$$

que nos decía que se genera entropía por el trabajo disipado por las fuerzas viscosas de deformación Φ_v , por la transmisión de calor en superficie frontera $\nabla \cdot \vec{q}$ o por la generación de calor interior (reacción química, rozamiento,...) \dot{Q}_r

Aquí planteamos la ecuación en forma integral con la nueva nomenclatura:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c(t)} \rho s dV + \int_{\Sigma_c(t)} \rho s (\vec{C} - \vec{C}_c) \cdot \vec{n} d\sigma = \int_{\Sigma_c(t)} \frac{\delta \dot{Q}}{T} d\sigma + \int_{V_c(t)} \rho \dot{s}_G dV$$

La variación de entropía en el volumen de control es igual a la entropía que atraviesa la frontera por la transmisión de calor más la entropía generada en el volumen de control.

Siendo \dot{s}_G la generación de entropía por unidad de masa que es una función que incluye todos los procesos irreversibles producidos durante el tiempo de estudio en el volumen de control:

$$\dot{s}_G = \frac{\Phi_v}{T} + \frac{\dot{Q}_r}{T} + \text{resto procesos irreversibles}$$

Al aplicarla hay 2 casos:

1-Para **sistemas cerrados**: como no hay transferencia de masa en la frontera el flujo en superficies es cero y queda simplificada a:

$$\frac{dS}{dt} = \sum_{\text{frontera}} \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{S}_G \quad dS = \frac{\delta Q}{T} \Big|_{\text{frontera}} + \delta S_G$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c(t)} \rho s dV = \int_{\Sigma_c(t)} \frac{\delta \dot{Q}}{T} d\sigma + \int_{V_c(t)} \rho \dot{s}_G dV$$

(en el Moran Shapiro a S_G le llama σ)

Aplicación del 2º Principio a Sistemas Cerrados



$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + S_G$$

Variación
de entropía

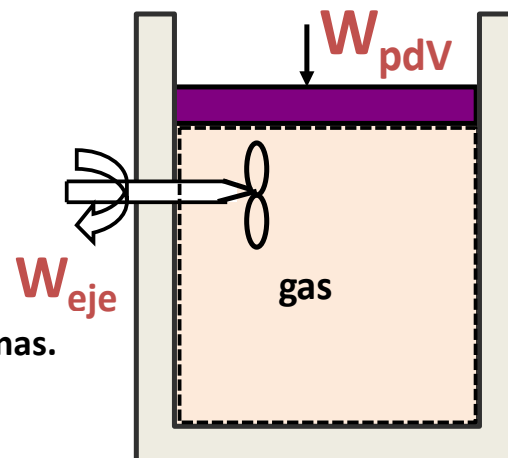
Transferencia
de entropía

Generación
de entropía

Debido a irreversibilidades internas.
No es una propiedad



Transferencia de entropía que acompaña a la
transferencia de calor a través de la frontera del
sistema



Nótese que del proceso de 1 a 2 puede resultar que: $S_2 - S_1 > 0$

$$S_2 - S_1 = 0$$

$$S_2 - S_1 < 0$$

Ahora bien, siempre se cumple que:

- En un proceso real (es decir irreversible) siempre hay generación de entropía $S_G > 0$, por tanto, la entropía del universo (sistema+entorno) aumenta.
- En un proceso reversible, no hay generación de entropía $S_G = 0$, por tanto, la entropía del universo (sistema+entorno) se mantiene constante.

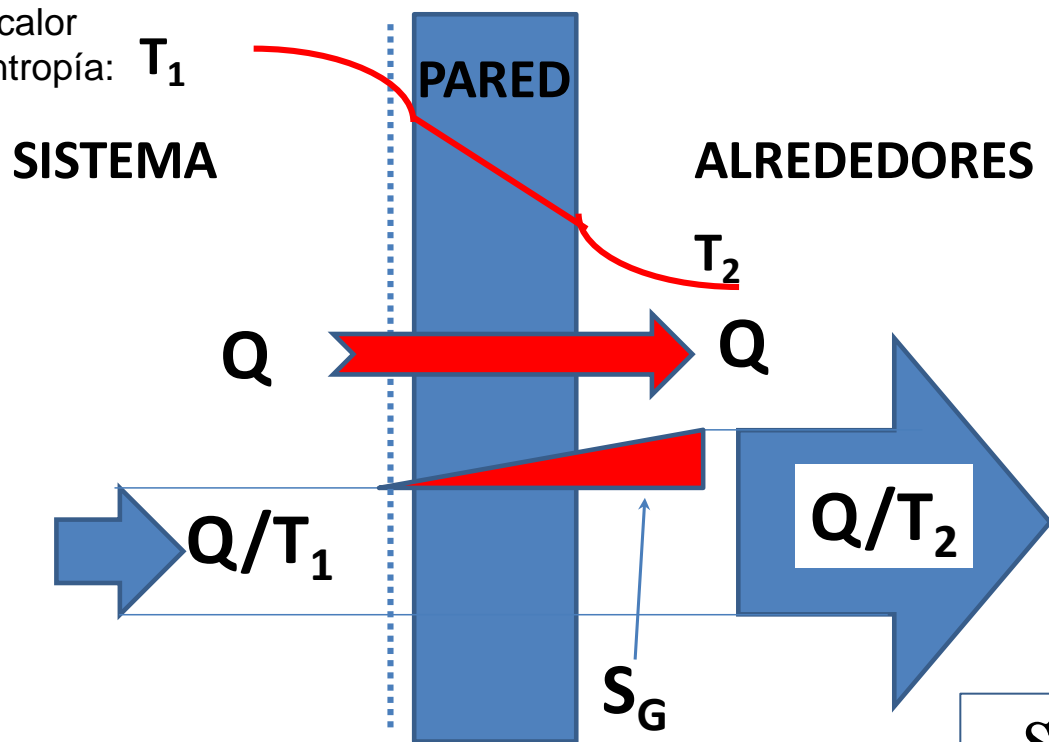
Esto se conoce como el **principio del incremento de entropía**

Los procesos tienden a un aumento de la entropía (desorden) del universo

Generación de entropía asociada a la transmisión de calor



En la transmisión de calor siempre se genera entropía: T_1



$$S_G = Q/T_2 - Q/T_1 \geq 0$$

S_G no puede ser negativo, porque el calor se transmite de la zona de mayor temperatura a

la de menor temperatura, por lo que $T_1 > T_2$ y, por tanto, $\frac{Q}{T_2} > \frac{Q}{T_1}$ y $S_G > 0$

Podríamos pensar que cuando un sistema cede calor disminuye su entropía y se viola el principio de generación de entropía, este razonamiento demuestra que no es así.

Un ejemplo: $T_1 = 500\text{K} > T_2 = 250\text{K}$, $Q = 1000\text{J} \Rightarrow Q/T_1 = 2\text{ J/K} < Q/T_2 = 4\text{ J/K}$

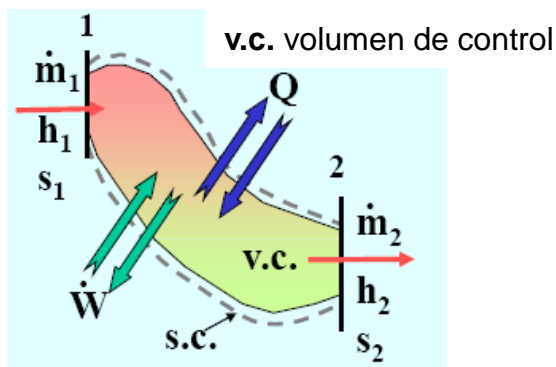
El sistema pierde 2J/K de entropía pero los alrededores gana más: 4J/K , es decir siempre la entropía del universo (sistema + entorno) aumenta: $S_G > 0$. Siempre se genera entropía.

2-Para **sistemas abiertos** la ecuación es:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c(t)} \rho s dV + \int_{\Sigma_c(t)} \rho s (\vec{C} - \vec{C}_c) \cdot \vec{n} d\sigma = \int_{\Sigma_c(t)} \frac{\delta \dot{Q}}{T} d\sigma + \int_{V_c(t)} \rho \dot{s}_G dV$$

Al integrar en el volumen y las superficies del volumen de control

queda:
$$\frac{dS}{dt} + \sum_{salidas} \dot{m}_s s_s - \sum_{entradas} \dot{m}_e s_e = \sum_{frontera} \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{S}_G$$



Puede ocurrir que: $S_2 - S_1 > 0$, $S_2 - S_1 = 0$ ó $S_2 - S_1 < 0$, pero siempre se cumple que:

-En un proceso real (es decir irreversible) siempre hay generación de entropía $S_G > 0$, por tanto, la entropía del universo (sistema+entorno) aumenta.

-En un proceso reversible, no hay generación de entropía $S_G = 0$

En caso estacionario:
$$\sum_{salidas} \dot{m}_s s_s - \sum_{entradas} \dot{m}_e s_e = \sum_{frontera} \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{S}_G$$

En un proceso adiabático:
$$\sum_{frontera} \frac{\dot{Q}}{T} = 0 \longrightarrow \sum_{salidas} \dot{m}_s s_s - \sum_{entradas} \dot{m}_e s_e = \dot{S}_G$$

Variación de entropía en una sustancia incompresible $v=cte$



En general para líquidos o sólidos el volumen es constante:

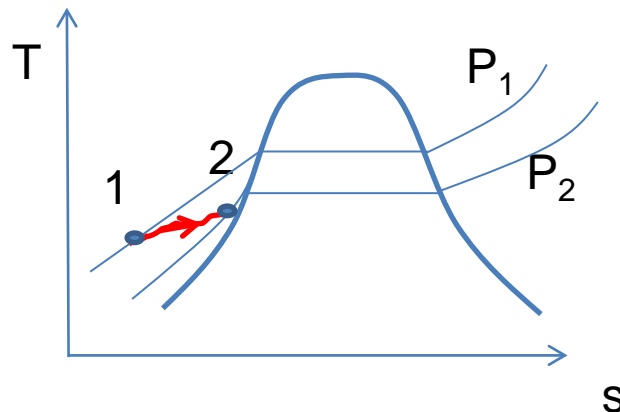
$$du = \delta q - \delta w \Rightarrow Tds = du + p dv \Rightarrow ds = \frac{du}{T} + \frac{p}{T} dv$$

Y si son caloríficamente perfectos:

$$du = cdT \Rightarrow ds = c \frac{dT}{T} \Rightarrow \boxed{s = s_o + c \ln T}$$

Ejemplo: Trabajo de expansión en una sustancia incompresible:

Turbina hidráulica



$$w_{12} = (h_2 - h_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1)$$

$$h_2 - h_1 = (u_2 - u_1) + v(P_2 - P_1)$$

Suponiendo un proceso ideal: $s=cte$

$$w_{12} = v(P_2 - P_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1)$$

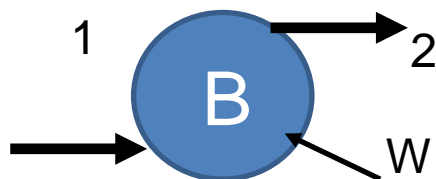
En un proceso real aumenta la entropía ya que las irreversibilidades generan un aumento de temperatura del fluido a la salida

$$T_2 > T_1 \text{ siendo } T_2 \approx T_1 + 0,5$$

$$\boxed{S_G = \Delta s_{12} = c \ln \frac{T_2}{T_1} \geq 0}$$

Este rendimiento evalúa cuanto se acerca el proceso real al ideal

Bomba



$$S_G = 0 = c \ln \frac{T_2}{T_1}$$

isoentrópico

Considerando la sustancia incompresible

$$h_2 - h_1 = c(T_2 - T_1) + v(P_2 - P_1)$$

$$\eta_{SB} = \frac{v(P_2 - P_1)}{h_2 - h_1}$$

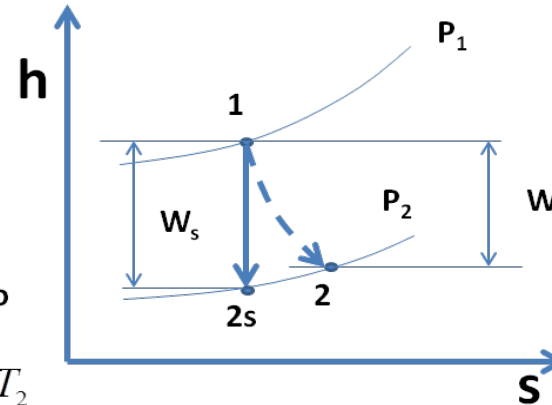
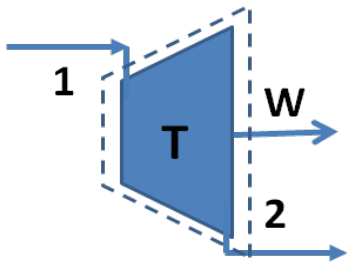
Debido a las irreversibilidades, la bomba para trabajar en la realidad necesitan más energía (w aportado) que el que necesitarían en un proceso isentrópico (ideal, el mínimo posible)

Rendimiento interno o isentrópico



Este rendimiento evalúa cuanto se acerca el proceso real al ideal

Turbina En una turbina es la relación entre el trabajo real que consigo y el máximo que conseguiría en condiciones ideales (=isentrópicas)



Para gas perfecto

$$\eta_{ST} = \frac{|W|}{|W_s|} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}} \rightarrow \eta_{sc} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_{2s}}$$

Debido a las irreversibilidades, la turbina durante su funcionamiento generará menos trabajo real que el trabajo isentrópico (ideal, el máximo posible)

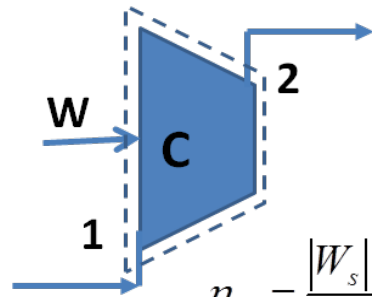
Tobera

En una tobera es la relación entre la variación energía cinética que consigo y la máxima que conseguiría en condiciones ideales (=isentrópicas)

$$h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2}$$

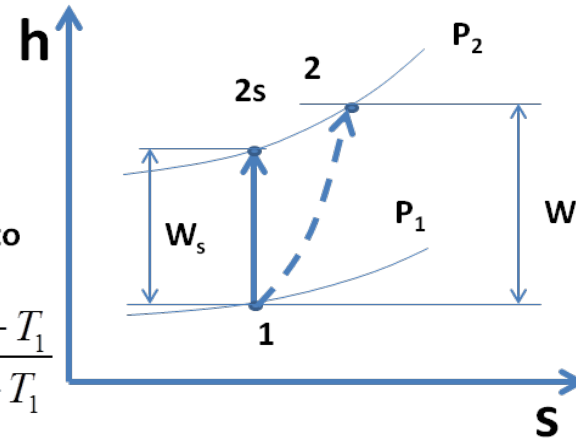
$$\eta_{STob} = \frac{\Delta E_c}{\Delta E_{c_s}} = \frac{(c_2^2 - c_1^2)/2}{(c_{2s}^2 - c_1^2)/2} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}}$$

Compresor



$$\eta_{sc} = \frac{|W_s|}{|W|} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} \rightarrow \eta_{sc} = \frac{T_{2s} - T_1}{T_2 - T_1}$$

Para gas perfecto



Debido a las irreversibilidades, el compresor para trabajar en la realidad necesitan más energía (w aportado) que el que necesitarían en un proceso isentrópico (ideal, el mínimo posible)

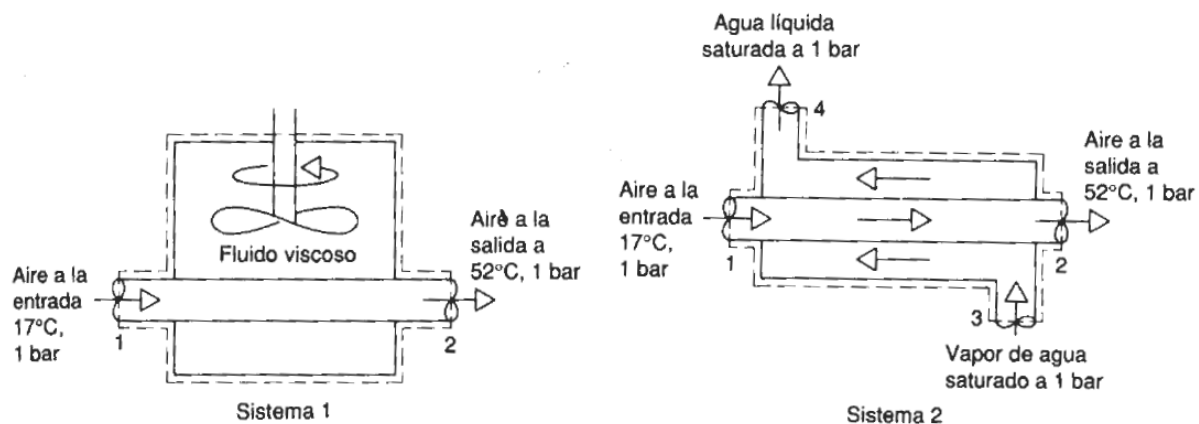
Problema

Considérense dos sistemas alternativos para calentar una corriente de aire desde 17°C a 52°C a una presión esencialmente constante de 1 bar.

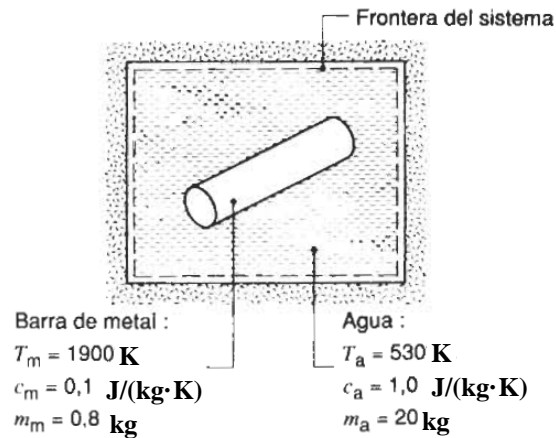
Sistema 1: La temperatura del aire aumentará como consecuencia de la agitación de un líquido viscoso que rodea el conducto por el que fluye el aire.

Sistema 2: La temperatura del aire aumentará a su paso por los tubos interiores de un intercambiador a contracorriente. En el conducto exterior condensará vapor a una presión de 1 bar desde vapor saturado a líquido saturado.

Ambos sistemas operan en estado estacionario. Pueden despreciarse las variaciones de energía cinética y potencial y también se puede considerar que el intercambio de calor con el entorno es irrelevante. Para cada uno de estos sistemas, calcúlese la entropía generada por kilogramo de aire calentado, en $\text{kJ/kg}\cdot\text{K}$.



Una barra de metal de 0,8kg inicialmente a 1900 K se saca de un horno y se temple por inmersión en un tanque cerrado que contiene 20kg de agua inicialmente a 530 K. Ambas sustancias pueden suponerse incompresibles. Los valores de calor específico constante son de $c_a = 1,0 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ para el agua y de $c_m = 0,1 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ para el metal. La transferencia de calor entre el tanque y sus alrededores puede despreciarse. Determinar (a) la temperatura final de equilibrio alcanzada por la barra de metal y el agua y (b) la cantidad de entropía generada



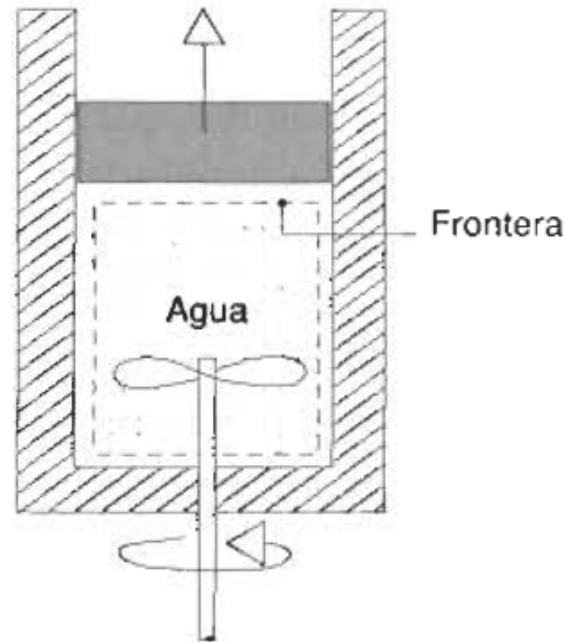
Nota: al ser un tanque cerrado y ser despreciable la transferencia de calor con el exterior tenemos un sistema aislado.

Recordatorio:

Definición de sistema aislado (Física de 1º): no hay transferencia de energía ni de masa con el exterior

Problema

Un dispositivo cilindro–pistón contiene inicialmente agua líquida saturada a 100°C . El sistema sufre un proceso en el que el pistón desliza libremente en el cilindro y el agua alcanza su estado correspondiente de vapor saturado. No existe transferencia de calor con el entorno. Si el cambio de estado se produce a causa de la acción de un agitador de paletas, determínese el trabajo por unidad de masa, en kJ/kg , y la entropía generada por unidad de masa, en $\text{kJ/kg}\cdot\text{K}$.

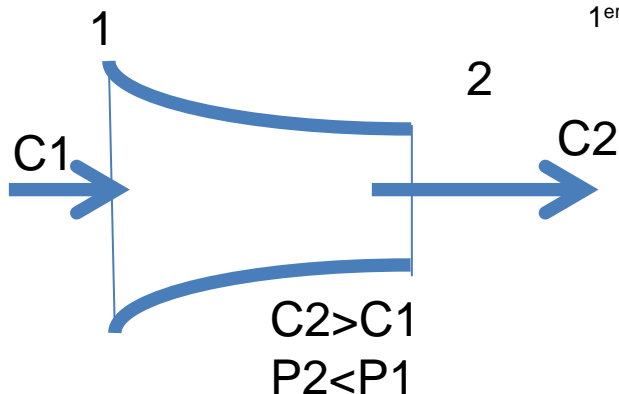


Problema



Una tobera se ha diseñado para recibir una corriente de vapor de agua a 10m/s, 600°C y 40bar a la entrada y pasarla a 250m/s a la salida. Para la presión de salida se plantean dos opciones 30 bares o 60 bares. Se pide determinar cual de las dos opciones es posible.

Solución: hay que evaluar si las opciones cumplen el primer y el segundo principio de la termodinámica.



1^{er} principio: En una tobera el proceso es **adiabático**

$$h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2}$$

$$h_2 = 3674,4 - 31,2 = 3643,2 \text{ kJ/kg}$$

$$\left. \begin{array}{l} T_1 = 600 \text{ °C} \\ P_1 = 40 \text{ bar} \end{array} \right\} \begin{array}{l} h_1 = 3674,4 \text{ kJ/kg} \\ s_1 = 7,3688 \text{ kJ/kgK} \end{array}$$

2^o principio:

Caso a)
Para $P_2 = 60 \text{ bar}$
 $s_2 \approx 7,13 \text{ kJ/kgK} < s_1$
 $T_2 \approx 590 \text{ °C}$

Proceso imposible

Caso b)
Para $P_2 = 30 \text{ bar}$
 $s_2 \approx 7,4620 \text{ kJ/kgK} > s_1$
 $T_2 = 582,7 \text{ °C}$

Proceso posible

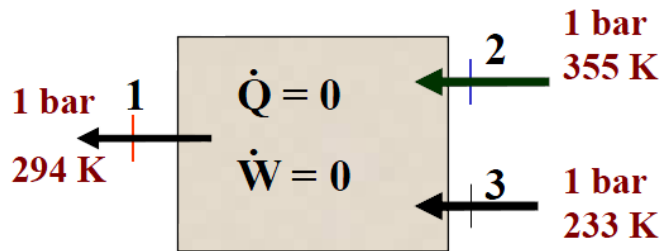
Problema



Se plantea el diseño de un intercambiador de calor abierto para nitrógeno que sea adiabático, que opere a presión de 1bar y que obtenga una corriente de salida a 294K de temperatura a partir de dos corrientes de entrada: una, con el mismo gasto que el de salida, a 233K y otra, con el doble de gasto, a 355K.

Solución: hay que evaluar si las opciones cumplen el primer y el segundo principio de la termodinámica.

¿puede ocurrir según la Termodinámica?



Nitrógeno: $\dot{m}_2 = \dot{m}_3 = 0,5 \dot{m}_1$

1er Principio:

Despreciamos las variaciones de energía cinética y potencial:

$$0 = \cancel{\dot{Q}} - \cancel{\dot{W}} - \dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 + \dot{m}_3 h_3$$

$$h - h_{\text{ref}} = c_p (T - T_{\text{ref}})$$

$$T_1 = 294 = 0,5 \cdot T_2 + 0,5 \cdot T_3 = 177,5 + 116,5 \text{ (se verifica)}$$

(Por ser un proceso adiabático)

2º Principio:

$$0 = \int \frac{d\dot{Q}_i}{T_i} - \dot{m}_1 s_1 + \dot{m}_2 s_2 + \dot{m}_3 s_3 + \dot{S}_G$$

$$s_G \text{ (J/K/kg)} = \dot{S}_G / \dot{m}_1 = s_1 - 0,5 s_2 - 0,5 s_3$$

$$s_G \text{ (J/K/kg)} = \dot{S}_G / \dot{m}_1 = 0,5 (s_1 - s_2) + 0,5 (s_1 - s_3)$$

$$\begin{cases} (s_1 - s_2) = c_p \ln(T_1/T_2) - R \ln(P_1/P_2) \\ (s_1 - s_3) = c_p \ln(T_1/T_3) - R \ln(P_1/P_3) \end{cases}$$

$$s_G \text{ (J/K/kg)} = 0,022 \text{ kJ/kgK} > 0 \text{ (se verifica)}$$

Es un proceso posible