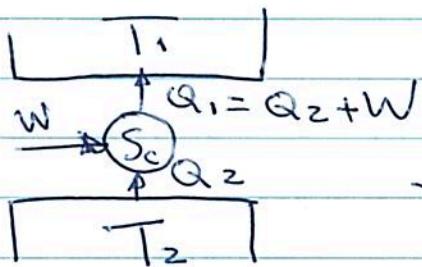


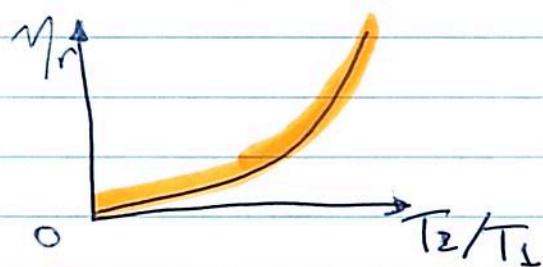
Refrigeradores e Bombas de Calor



obs $T_1, T_2 \equiv$ temp.

termoelétrica.

Refr.
Comfort:

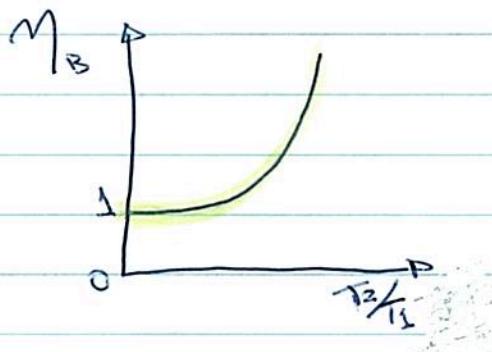


$$\eta_r = \frac{Q_2}{W} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

Bomba de Calor

Fornecer calor a um corpo que está a temperatura maior que sua vizinhança.

$$\eta_B = \frac{Q_1}{W} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} + \eta_r$$



Exercício:

Ler sobre máquinas térmicas mais.

p/ 69 Adkins.

Teorema de Carnot

Como a máquina térmica operando entre dois reservatórios a T_1 e T_2 tem eficiência menor que a máquina de Carnot (reversível):

$$\eta \leq \eta_{\text{Carnot}}$$

$$1 - \frac{Q_2}{Q_1} \leq 1 - \frac{Q_{r2}}{Q_{r1}} \rightarrow \frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{Q_{r2}}{Q_{r1}} = \frac{T_2}{T_1}$$

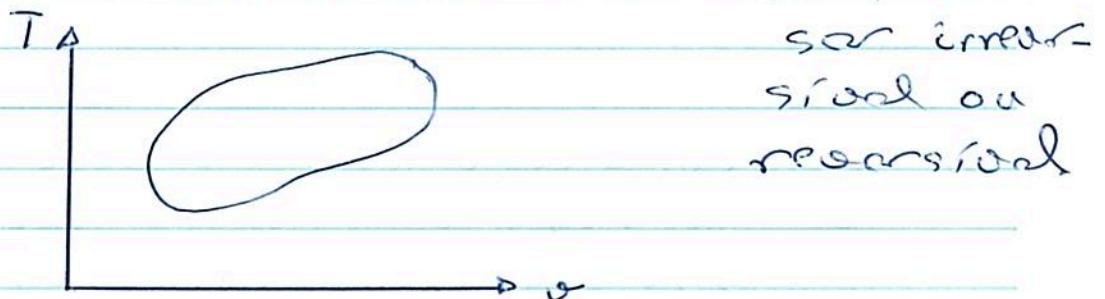
$$\therefore \frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1} \rightarrow \frac{Q_2}{T_2} \geq \frac{Q_1}{T_1}$$

$$Q_1 > 0 \text{ mas } Q_2 < 0 \rightarrow$$

$$-\frac{|Q_2|}{T_2} \geq \frac{|Q_1|}{T_1} \rightarrow \frac{|Q_1|}{T_1} + \frac{|Q_2|}{T_2} \leq 0$$

ou $\sum_{i=1}^2 \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$, sendo aqui $Q_i \equiv |Q_i| > 0$ estritamente positivo.
(cumulativo).

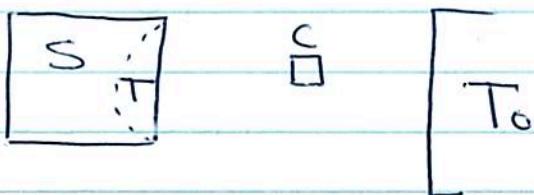
Vamos considerar agora um processo cíclico arbitrário, podendo



ser irreversível ou reversível

Nesse processo a troca de calor pode ocorrer a mais do que duas temperaturas, e portanto pode requerer um número arbitrário de reservatórios.

Vamos para a construção do problema supor que o sistema que realiza o ciclo está isolado e que uma máquina de Carnot diminuta esteja em equilíbrio térmico com o sistema ou um reservatório.



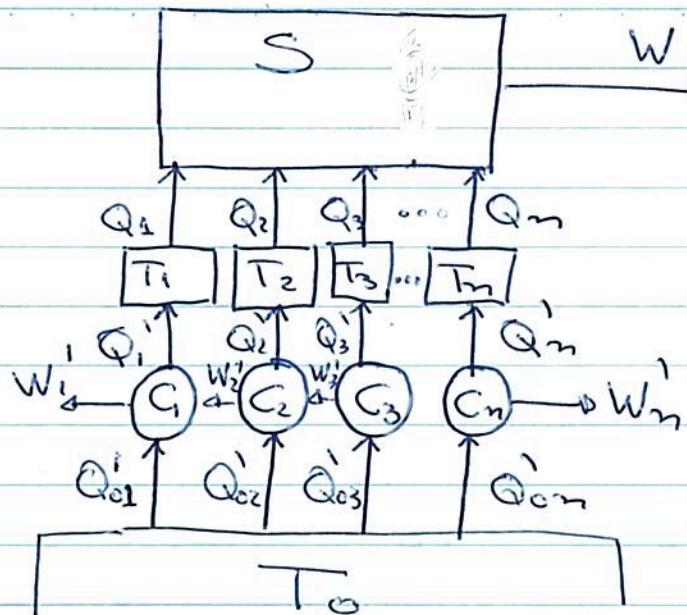
Processo realizado pela máquina de Carnot C:

- 1) C está em eq. térmico com S res. a T_0 .
- 2) C é comprimido (ou expandido) adiabáticamente até que sua temp. seja T .
- 3) C é colocada em contato c/ S , absorvendo ou fornecendo calor isotermicamente a T_0 .

- 4) C é expandida (ou comprimida), adiabaticamente até que sua temp. seja T_0 .
- 5) C é colocado em contato térmico com o reservatório e comprimida (ou expandida) isotermicamente a T_0 até retornar ao seu estado inicial.

Cada alteração do estado em S é executada dessa forma.

Se considerarmos que p/ a máquina complexa executar um ciclo completo. São necessários n ciclos em C. podemos imaginar n máquinas Cn trabalhando / ou n repetições de C. haja calor sendo transferido de T_0 p/ S, que realiza (ou é realizado sobre ela) trabalho:



Cada ciclo de \$C_i\$ troca calor com res. a \$T_0\$ e \$T_i\$: sendo reversível:

$$\frac{Q'_i}{T_i} + \frac{Q_{oi}}{T_0} = 0 \quad \text{segundo Teorema de Carnot}$$

Supomos que um ajuste é feito / cada ciclo \$i\$ fornece (ou retira) de res. a \$T_i\$ o calor extraído (ou fornecido) pelo ciclo complexo em \$S\$:

$$\therefore Q'_i = -Q_i \rightarrow \text{portanto}$$

Cada reservatório a \$T_i\$ simplesmente transfere calor de \$C_i\$ a \$S\$ (ou vice-versa).

\$\therefore\$ o Calor extraído (ou fornecido) a \$T_0\$

P/ os n ciclos é dado por:

$$\sum_{i=1}^n Q_{oi} \quad \text{o que produz p/ o sistema conjunto}$$

$$S + \sum_{i=1}^n C_i$$

o trabalho.

$$W + \sum_{i=1}^n W_i$$

para o caso em que o calor $\sum_{i=1}^n Q_{oi}$ é extraído de T_0

$$W + \sum_{i=1}^n W_i > 0$$

a Cabo violando o

enunciado de Kelvin p/ a 2^a Lei.

$$\text{Mas se } W + \sum_{i=1}^n W_i \leq 0$$

não teremos problema. e de fato os n reservatórios a T_i fornecem calor $\sum_{i=1}^n Q_{oi}$ ao res. T_0 .

$$W + \sum_{i=1}^n W_i = \sum_{i=1}^n Q_{oi} \leq 0 \quad (A)$$

$$\text{Como } \frac{Q_{oi}}{T_0} + \frac{Q_i}{T_0} = 0 \rightarrow Q_{oi} = -Q_i \frac{T_0}{T_i}$$

$$\text{com } Q_i = -Q_i \rightarrow Q_{oi} = Q_i \frac{T_0}{T_i}$$

de (A)

$$\sum_{i=1}^n \frac{T_0}{T_i} Q_i \leq 0$$

$$\text{ou } T_0 \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$$

59

$$T_0 > 0 \rightarrow \boxed{\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} \leq 0} \quad (\text{B})$$

$$\text{Vejá que } W + \sum_{i=1}^n w'_i \leq 0$$

não implica que $W < 0$

mas que

$$W \leq - \sum_{i=1}^n w'_i$$

Se o processo complexo dado por

$S + \sum C_i$ for reversível

ou seja se S for reversível.

podemos ter

$$W + \sum_{i=1}^n w'_i \geq 0$$

$$\hookrightarrow W \geq - \sum_{i=1}^n w'_i$$

mas se $W + \sum_{i=1}^n w'_i > 0 \rightarrow$ o sentido do fluxo de Q_i

$$\therefore \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} > 0$$

Como em (B) $\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$

\rightarrow necessariamente p/ um ciclo num sistema trocando calor com n res.

$$\boxed{\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} = 0} \quad (\text{C})$$

Levando $n \rightarrow \infty$ cada δQ_i trocado a temp. T_i na verdade é uma variação infinitesimal.

$$\frac{\delta Q_0}{T_0} + \frac{\delta Q}{T} = 0, \text{ como } \int \delta Q' = -\int \delta Q$$

$\rightarrow \delta Q_0 = T_0 \frac{\delta Q}{T}$ = calor absorvido de res. a temp T_0 s/ um ciclo de Carnot.

P/ciclo total \rightarrow

$$\oint T_0 \frac{\delta Q}{T} = T_0 \oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

mostrando pelos mesmos motivos mostrados anteriormente (viés das $\Sigma \delta Q_i$)

\therefore s/ um ciclo arbitrário:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0. \quad (1)$$

Se o ciclo for reversível:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (2)$$

159

obs: T em (1) é a temp. do reservatório que fornece o calor δQ .

Se o reservatório estiver em equilíbrio térmico com sistema então T também é sua temperatura.

Trabalho total no ciclo:

$$W = \oint \delta Q$$

→ Teorema de Clausius.

Para qualquer ciclo fechado,

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

com igualdade apenas se o ciclo for reversível.

Um pouco mais sobre reversibilidade.

Vimos que um processo reversível é aquele que é realizado de forma quase-estática. / sistema esteja sempre em um estado de equilíbrio termodinâmico (sistema em equilíbrio termodinâmico) De fato podemos agora especificar melhor essa definição:

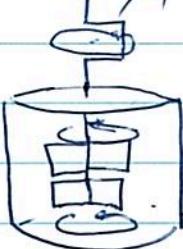
Toda transferência de calor quase-estático é necessariamente reversível, já que a troca de calor quase-estática ocorre quando o sistema e o seu reservatório estão em equilíbrio térmico.

Mudando a temp. do sistema ou do reservatório, infinitesimalmente, pode revertar o sentido do fluxo de calor.

Quase-estático \approx indefinidamente lento.

No entanto realizámos quasi-estática de trabalho mas não é necessariamente reversível. Somente é se além de ser realizado de forma quasi-estática e sem dissipação.

Ex- experimento de Joule.



→ porque não é reversível.

fricção das pás com fluido.

• Processo irreversível → sem dissipação também.

P/ ter uma máquina térmica o mais eficiente possível (reversível) reduzir dissipação e diferenças de temperatura entre sistema e reservatório.

Classeis: p/ ciclos perfeitos.

$$\oint \frac{dQ_{ext}}{T} = 0 \quad T \equiv \text{temp. comum ao sistema e reservatório.}$$

Mas o que é $\underline{dQ_{ext}}$?

Em um processo reversível infinitesimal:

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rever}}}{T}$$

→ variação infinitesimal.

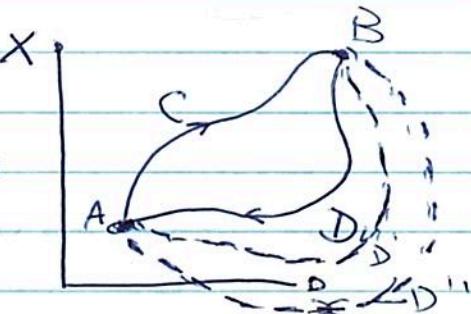
na entropia do sistema.

Como o processo infinitesimal é reversível

$$\rightarrow \oint dS = \oint \frac{\delta Q_{\text{rever}}}{T} = 0$$

P/ o processo ciclico:

$$\oint dS = \int_{ACB} dS + \int_{BDA} dS = 0$$



$$\oint dS = - \int_{ACB} dS = \int_{ADB} dS$$

$$\Rightarrow \int_{ACB} dS = \int_{ADB} dS = S_B - S_A$$

Se um deles é fixo e o outro variado, em um caminho reversível:

$$\int_{ADB} dS = S_B - S_A$$

\rightarrow p.i. S deve ser unicamente definida p/ cada estado do sistema.

S é uma função de estado.

obs. p/ um caminho reversível.

$$\int_0^A dS = \int_0^A \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

$$S_A - S_0 = \int_0^A \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

$$S_A = S_0 + \int_0^A \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

el. arbitrário de referência.

obs dS é uma dif. exata.
 δQ_{rev} não

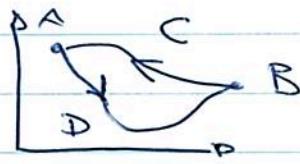
$$\text{Como } dS = \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

$\rightarrow T$ é fator de integração.

Analogamente à energia interna. ΔU em um processo cíclico (reversível) U (energia) é conservada. $\Delta S = 0 \rightarrow S$ (entropia) é conservada.

Processos Irreversíveis

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0$$



→ ACB reversível.
mas não ADB

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{ADB} \frac{dQ_{irr}}{T} + \int_{BCA} \frac{dQ_{rea}}{T} \leq 0$$

$$\frac{dQ_{irr}}{T} = dS \quad \int_{ACB}^d S = S_B - S_A$$

$$\rightarrow \oint \frac{dQ}{T} = \int_{ADB} \frac{dQ_{irr}}{T} - \int_{ACB} \frac{dQ_{rea}}{T} \leq 0$$

$$= \int_{ADB} \frac{dQ_{irr}}{T} - (S_B - S_A) \leq 0$$

$$\rightarrow S_B - S_A \geq \int_{ADB} \frac{dQ}{T}$$

S é função de estado.

$$\therefore \int_{ACB} dS = \int_{ADB} dS = S_B - S_A$$

Como $\int_{ADB} ds \geq \int_{ADB} \frac{\delta Q}{T}$

$\Leftrightarrow ds \geq \frac{\delta Q}{T}$ p/ processo irreversível arbitrário.

obs: igualdade \Leftrightarrow proc. reversível.

obs: $T \geq$ temp. res. $\Rightarrow 0$ qual δQ é fornecido.

$T \geq$ temp. sistema
Só se proc. reversível

$$ds > \frac{\delta Q}{T} \quad ds = \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

$$ds > \frac{\delta Q_{im}}{T}$$

$$\Delta S \geq \int_{ADB} \frac{\delta Q}{T}$$

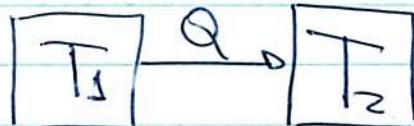
\hookrightarrow se sist. isolado.

$$\delta Q = 0$$

$$\Delta S \geq 0$$

Vamos supor um processo espontâneo: de transferência de calor.

Calor fluindo de um corpo quente p/ um corpo frio:



processo (empiricamente) irreversível.

Versão alternativa enunciado de Clausius:

Todos os processos espontâneos são irreversíveis.

Considere uma mudança de estado de A p/ B espontânea, de um sistema isolado. (sem troca de calor com meio externo)

Agora o sistema trocado de B p/ A por um processo reversível em que é fornecido calor dQ à temp. T



$$\int \frac{dQ}{T} = \int_{ACBDA} \frac{dQ}{T} \leq 0$$

$$\int_{ACB} \frac{dQ^0_{irrev}}{T} + \underbrace{\int_{BDA} \frac{dQ_{rever}}{T}}_{BDA} \leq 0$$

$$(S_A - S_B) \leq 0$$

11

$$\rightarrow \Delta S = S_B - S_A > 0$$

67

→ define um sentido da sordade de processos espontâneos.

Entropia nunca decresce em um processo espontâneo.

De fato: p/ sistemas isolados.

$\Delta S > 0$ p/ processo espontâneo (irreversível).

$\Delta S = 0$ p/ processo reversível

$\Delta S < 0$ X impossível.

Sentido natural de evolução de um processo

→ quando entropia cresce (ou se mantém constante) $\Delta S > 0$ te).

1^a Lei

$$dU = \delta Q + \delta W$$

?/ um sistema fluido.

Se processo reversível: (sem dissipada).

$$\delta W = -pdV$$

$$\frac{\delta Q}{T} = dS \rightarrow \delta Q = TdS.$$

∴ ?/ mudanças reversíveis:

$$dU = TdS - pdV$$

entre tanto U, S, V são funções de estado.

∴ $\int_1^2 dU$ indep. caminho.
 dU, dS, dV exatas

$$\therefore \int_1^2 dS = \int_1^2 dV \text{ tbém mā}$$

dependem de Caminho

∴ $dU = TdS - pdV$ p/ \forall processo.

moto que p/ proc. irreversível

$$\delta Q \leq T dS$$

mas p/

$$dU = T dS - p dV$$

permanecer válida

$$\rightarrow \delta W \geq -p dV$$

de fato se houver fricção (processo dissipativo).

o trabalho realizado deve ser menor que há situações som dissipaçāo.

obs. $dS \geq$ extensiva.

$T \geq$ intensiva.

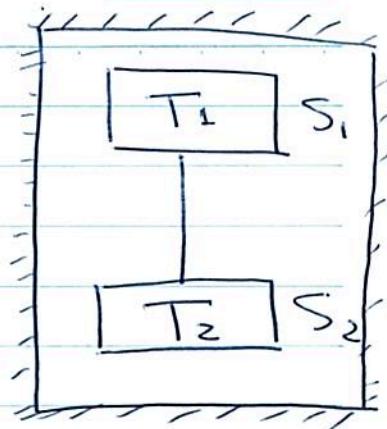
p/ várias formas do trabalho (geral)

$$dU = T dS + \underbrace{\sum_i X_i dx_i}_{\text{int.}} + \underbrace{\sum_i x_i dx_i}_{\text{ext.}}$$

$$\leadsto \text{de forma geral } dU = \sum_i X_i dx_i$$

Considere o sistema:
composto por dois corpos.
à temperatura T_1 e T_2

$$T_1 \neq T_2$$



calor fluide $S_{\text{sol}} \rightarrow S_{\text{is}2}$
ou $S_{\text{is}1} \leftarrow S_{\text{is}2}$?

O que escorre em um processo
cíclico é/ o conjunto $S_{\text{is}1} + S_{\text{is}2}$ isolado?

$$dS = dS_1 + dS_2 = \frac{dQ_1}{T_1} + \frac{dQ_2}{T_2}$$

Mas $\int Q_2 = - \int Q_1$

$$\therefore dS = \int Q_1 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = \int Q_1 \frac{(T_2 - T_1)}{T_1 T_2}$$

✓ / processo espontâneo $\rightarrow dS > 0$.

mas $\int Q_1 \frac{(T_2 - T_1)}{T_1 T_2} > 0$

$$\Leftrightarrow T_2 > T_1 \rightarrow \int Q_1 > 0 \rightarrow \text{Calor fluide} \xrightarrow[S_2 \rightarrow S_1]{} \text{de } S_1 \text{ p/ } S_2$$

$$T_2 < T_1 \rightarrow \int Q_1 < 0$$

Calor fluide de corpo mais quente de S_1 p/ S_2 .

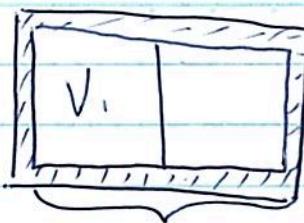
11

71

Expansão livre.

$$\delta W = 0,$$

$$\text{e} \quad \delta Q = 0$$



$$V_f = 2V_i$$

$$\rightarrow dU = 0 \quad \text{irreversível. } \Delta T = 0$$

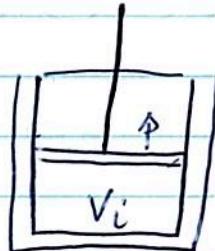
e dS ? $dS > \delta Q/T \rightarrow dS > 0$

Compressão ou expansão isodérmica:

$$dU = TdS - pdV$$

$$dU = 0 \rightarrow dS = \frac{p}{T} dV$$

$$\text{gás ideal: } pV = RT$$



$$dS = R \frac{dV}{V}$$

$$\rightarrow \Delta S = S_f - S_i = R \int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{V}$$

$$= R (\ln V_f - \ln V_i)$$

$$= R \ln \left(\frac{V_f}{V_i} \right)$$

No expansão isotérmica:

$$V_f = 2V_i$$

$$\therefore \Delta S = R \ln \left(\frac{2V_i}{V_i} \right) = R \ln 2$$

→

$\Delta S_p / \text{expansão}$

72

diátre

calculada por um caminho
reversível: $= \Delta S_p / \text{exp. isot.}$

$$\therefore \Delta S_{\text{exp diátre}} = R \ln 2 > 0$$

e compressão diátre espontânea?

$$V_f = \frac{V_i}{2} \rightarrow \Delta S = R \ln \left(\frac{1}{2} \right) = R \ln 2^{-1} \\ = -R \ln 2$$

$$\Delta S_{\text{comp diátre}} = -R \ln 2 < 0 \text{ impossível}$$

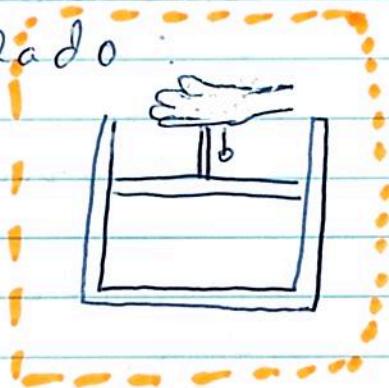
→ não ocorre!

Mas e por que compressão isoférmica pode existir?

Sistema não isolado:

$$\Delta S = -\Delta S_{\text{meio}}$$

$$\therefore \Delta S_T = 0 \rightarrow \text{seq.}$$



Entropia é a degradação de energia.

O trabalho que pode ser extraído de um sistema:

$$\delta W = \delta Q - dU$$

de forma geral: $dS \geq \frac{\delta Q}{T_0}$

$$\text{ou } T_0 dS \geq \delta Q.$$

onde T_0 é temperatura em que calor é fornecido.

$$\therefore \delta W = \delta Q - dU \leq T_0 dS - dU$$

→ p/ uma dada mudança de estado o trabalho máximo que pode ser executado pelo sistema é dado pela igualdade.

$$\delta W_{\max} = T_0 dS - dU$$

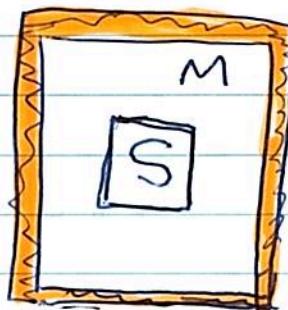
ou seja qd o a mudança é reversível!

Nesse caso: Mudança total de entropia do sistema e do seu meio é nula →

$$dS_{\text{sist.}} = -dS_{\text{meio}}$$

✓ processo de troca de calor entre sistema e o seu meio ambiente que for reversível

$$\hookrightarrow dS_s = -dS_m$$



- Em uma mudança irreversível

mudança de entropia do meio:

$$dS_o = -\frac{\delta Q}{T_0}$$

(nenhuma irrev.
no meio
ambiente).

mudança de entropia no sistema:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T_0}$$

$$dS_u = dS_o + dS_s \geq \frac{\delta Q}{T_0} - \frac{\delta Q}{T_0} = 0$$

$dS_u \geq 0 \rightarrow$ pode aumentar.
(ou ficar constante).

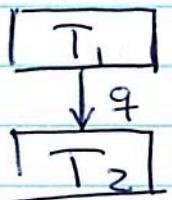
Assim se $\Delta S_{\text{u}} \geq 0$

trabalho que pode ser extraído.
(resultante).

é menor do que o de um processo reversível.

i. Com aumento de entropia há uma degradação da energia que poderia ser utilizada p/ realizar trabalho.

Ex.

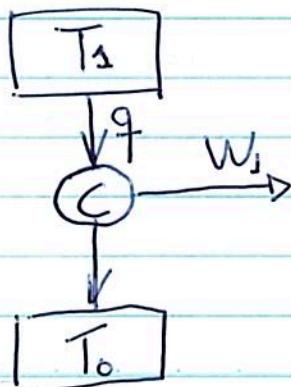


$$T_1 > T_2$$

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) > 0$$

enquanto $T_1 > T_2$.

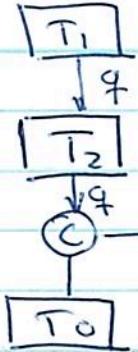
Se colocarmos uma máquina de Carnot entre os sistemas T_1 e T_2 .



$$\frac{W_1}{q} = \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

$$\therefore W_1 = q \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

Mostrar



$$W_2 = q \left(1 - \frac{T_0}{T_2} \right) < W_1$$

\rightarrow Em uma condução de calor irreversível a energia é degradada/

$$\Delta W = W_1 - W_2 = T_0 \Delta S$$

$\therefore \Delta S > 0 \rightarrow$ medida de quanto energia é degradada no processo.

P/ que um sistema realize o máximo de trabalho, as mudanças devem ser realizadas reversivelmente. entropia total (sist. + meio) se conserva.

No eq. térmico desse processo acima:

(a) condução de calor entre S_1 e S_2 :

$U_1 + U_2$ é conservada \rightarrow .

$$T_f^{(U)} = \frac{(C_1 T_1 + C_2 T_2)}{(C_1 + C_2)}, \quad C_i = \text{cap. térmica}$$

(b) Equilíbrio térmico entre os atratos

da operação da máquina de Carnot

$S_1 + S_2$ é conservada.

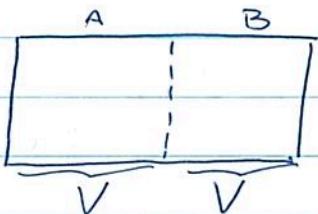
e

$$W = -\Delta(U_1 + U_2)$$

$$e \quad \frac{T_f(s)}{T_f} = \frac{(C_1/(C_1+C_2))}{T_1} \frac{(C_2/(C_1+C_2))}{T_2} < \frac{U_1}{T_f}$$

Entropia e Ordem

78



→ gás com N moléculas.

no solution 2V

$\Rightarrow \bar{m} = \text{intensidade}$

p_A^1 = prob uma molécula estar em A

$$P_B^{\perp} = \{v \in V : v \perp B\}$$

$$P_A^{\frac{1}{2}} = P_B^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}$$

~~N~~ N. moléculas independientes.

Prob. todas as moléculas em A: $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdots \frac{1}{2} = \left(\frac{1}{2}\right)^N$

Seja P_{A+B} = prob. todas as moléculas es das estiverem distribuídas em $A + B$

obs: em geral $P_{A+B} = 1$, mas vamos considerar P_{A+B} por enquanto

$$\underline{P_A} = \left(\frac{1}{2}\right)^N$$

$$P_{A+B} = \frac{1}{2^N}$$

Ex. N: um mal = 6×10^{26} moléculas

→ muito raro.

Todas moléculas em um dado da caixa.
→ situadas altamente ordenada.

Moléculas distribuídas aleatoriamente nos 2 lados: situada mais desordenada.

Entropia?

obs: Entropia é extensiva: $S_1 + S_2$
se S_1 e S_2 :

$$S_{1+2} = S_1 + S_2$$

prob. de ocorrência de pontos nos 2 sis.:
se sistemas independentes:

$$P_{1+2} = P_1 \cdot P_2$$

Ex. 2 caixas com bolinhas brancas e pretas:

prob total de tirar 2 brancas: (1 de cada)

$$P_1^B = \frac{N_B^1}{N_B^1 + N_P^1} \quad \text{e} \quad P_2^B = \frac{N_B^2}{N_B^2 + N_P^2}$$

$$\therefore P_{B1+2} = P_1^B \cdot P_2^B = \frac{N_B^1}{(N_B^1 + N_P^1)} \cdot \frac{N_B^2}{(N_B^2 + N_P^2)}$$

↳ probabilidade conjunta.

Agora q/ satisfazer $S_{1+2} = S_1 + S_2$

$$P_{1+2} = P_1 \cdot P_2$$

$$\text{Se } S = f(p)$$

$$\rightarrow S_{1+2} = f(P_{1+2}) = f(P_1 \cdot P_2) = S(P_1) + S(P_2) \\ = f(P_1) + f(P_2).$$

$$\rightarrow \text{Necessariamente } f(P_1 \cdot P_2) = f(P_1) + f(P_2).$$

derivando c/ relações a p_1

$$\frac{\partial f(p_1, p_2)}{\partial p_1} = \underbrace{\frac{\partial f}{\partial p_1}}_{f(p_1, p_2)} + \underbrace{\frac{\partial f}{\partial p_2}}_{p_2} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial p_2} = p_2 f'(p_1, p_2).$$

$$\therefore p_2 f'(p_1, p_2) = \frac{\partial f(p_1, p_2)}{\partial p_1}$$

derivando agora c/ relação a p_2 .

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p_2} (p_2 f'(p_1, p_2)) &= f'(p_1, p_2) + p_2 \frac{\partial f'(p_1, p_2)}{\partial p_2} \frac{\partial p_1}{\partial p_2} \\ &= f'(p_1, p_2) + p_1 p_2 f''(p_1, p_2) \end{aligned}$$

$$\text{mas } \frac{\partial}{\partial p_2} \frac{\partial f(p_1)}{\partial p_1} = 0$$

$$\therefore \underbrace{f'(p_1, p_2)}_X + \underbrace{p_1 \cdot p_2 f''(p_1, p_2)}_X = 0$$

$$f'(x) + x f''(x) = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{f'(x)}{f(x)} = -\frac{1}{x}$$

$$\Rightarrow \ln[f'(x)] = -\ln(x) + C$$

$$\Rightarrow e^{\ln[f'(x)]} = e^{-\ln(x) + C} = e^{\ln(1/x) + C}$$

$$f'(x) = K \frac{1}{x}, \quad K = e^C$$

$$\Rightarrow f(x) = K \ln x + C$$

$$\therefore S_{1+2} = f(p_1, p_2) = k \ln(p_1 \cdot p_2)$$

$$= k \ln(p_1) + k \ln(p_2)$$

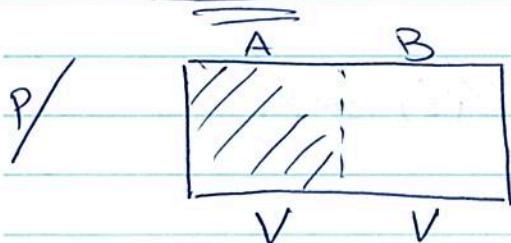
$$= S_1 + S_2 \quad \checkmark$$

obtemos a forma requerida,

$$e \boxed{S(p) = k \ln p}$$

\hookrightarrow relação de Boltzmann

$$k = \frac{R}{N_A} \text{ cte de Boltzmann}$$



gás não interagindo
inicialmente em A

e expansão livre /

$$P/A + B.$$

$$\delta Q = \delta W = 0$$

Utilizando um caminho reversível (ex.,

$$dU = T dS - pdV = 0.$$

(isoférrica)

$$dS = \frac{p}{T} dV, \quad PV = RT$$

$$\rightarrow \Delta S = R \int_V^{zV} \frac{dV}{V} = R \ln z$$

$$= k N_A \ln z$$

$\times 1$

.. entropia medida de desordem.

Se energia deveser extraida
eficientemente de um sistema
isso deve ser feito / seja armazena-
da na forma mais ordenada possí-
vel.

na forma de calor \rightarrow desordem
com degradação de energia
ou mudanças irrev. \rightarrow menor
ordenada
também.