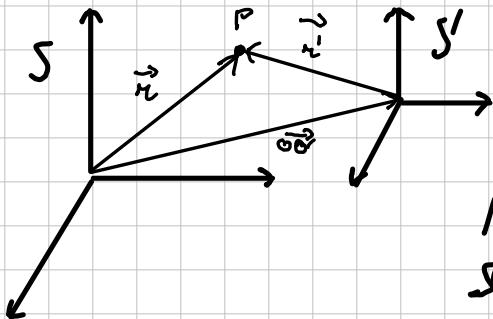


RELATIVITÀ GALILEIANA



$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{r}_0$$

NON CI SONO ROTAZIONI
SOLO TRASLAZIONI

Moviamo rispetto al tempo.

v di TRASCINAMENTO

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt} + \frac{d\vec{r}_0}{dt} \Rightarrow \vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0$$

misurata misurata
in S in S'

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a} = \vec{a}' + \vec{a}_0$$

Classe di sistemi di riferimento inerti. Vale il principio di relatività galileiana.

PRINCIPIO DI RELATIVITÀ GALILEIANA

$$\begin{cases} \vec{x} = \vec{x}' + \vec{r}_0 \\ \vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0 \end{cases}$$

tutta la fisica vista finora non cambia da un sistema inerziale ad un altro
(DINAMICA e CINEMATICA)

Nel passaggio da S a S' , $\vec{F} = m(\vec{a}' + \vec{a}_{0'})$.

Se S' è inerziale, la II legge non cambia.

Forze Reali e Apparenti

$$\vec{F}_{\text{ext}} - m\vec{a}_{0'} = m\vec{a}'$$

$$\vec{F}_{\text{ext}} + \vec{F}_{\text{app}} = m\vec{a}'$$

se sono in S' , non vedo \vec{F}_{ext}
ma vedo \vec{F}_{app} e dunque \vec{a}'

Apparenti sono effetto del movimento dell'osservatore.

Curiosità (e spoiler)

In realtà il principio di relatività Galileo dovrebbe essere puntualizzato:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{x}(t) = \vec{x}_0(t) + \vec{x}'(t') \\ \vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \vec{v}'(t') \end{array} \right. \quad \text{---}$$

$t = t'$ ---

1905: Einstein mostra che non vale, la formulazione è diversa

GRAVITAZIONE

massa ineriale + massa gravitazionale

di opporsi all'az.
di agire ext

proprietà ineriale.

di partecipare in / essere soggetto
una interaz. gravitaz.

$$r_{cr} = R_T + h = R_T \left(1 + \frac{h}{R_T}\right)$$

$$r_{cr}^2 \approx R_T^2 \left(1 + 2 \frac{h}{R_T}\right)$$

$$\frac{1}{r_{cr}^2} = \frac{1}{R_T^2} \left(1 - 2 \frac{h}{R_T}\right) \rightarrow m_{Ic} a = G \frac{m_{Gc} m_{GI}}{R_T^2}$$

$$a = \frac{\frac{m_{Gc}}{m_{Ic}}}{G} \frac{m_{GI}}{R_T^2}$$

$m_G = m_I$ (non abbiano
evidenza della
differenza)

1

KAVENDISH

$$g = G \frac{m_{GI}}{R_T^2}$$

ERATOSTENE

TERMODINAMICA

$$W_{m.c.} = E_f - E_i$$

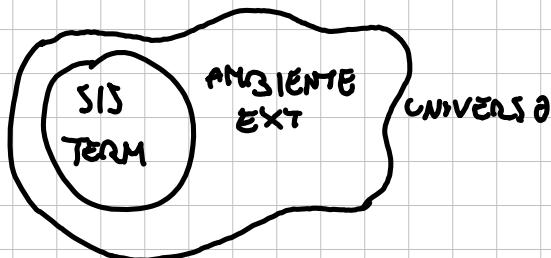
L'unico modo di "parlare" energeticamente con l'universo è il lavoro? NO, c'è il calore

$$\sum_{i,j} \vec{F}_{i \rightarrow j}^{(int)} = \vec{0}$$

Ci occupiamo ora di sistemi contenenti un numero di costituenti dell'ordine $N_A = 6 \cdot 10^{23}$, che possono scambiare energia anche attraverso il calore.

SISTEMA TERMODINAMICO

per def immerso in un ambiente (il tutto è chiamato universo)



ci interessano delle trasformazioni termodinamiche
(scambio di energia)

CLASSIFICAZIONE SISTEMI

DEFINIZ.	MATERIA	ENERGIA	
APERTO	✓	✓	PENTOLA APERTA
CHIUSO	✗	✓	PENTOLA CHIUSA
ISOLATO	✗	✗	

questo invece no (perché) $E=mc^2$

↳ la massa non consente più di energia

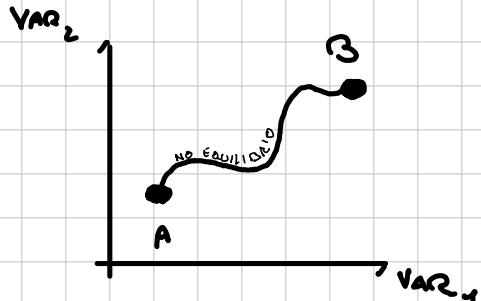
(COORDINATE)

VARIABILI TERMONATICHE

In cinematica usavamo variabili spazio-temporali per descrivere i punti materiali. Ora non possiamo fare ciò avendo enormi quantità di oggetti. Chiamiamo invece $p \ T \ V \ m$

- grandezze intensive, si valutano localmente (T)
- grandezze estensive (m, V)

Studieremo spesso trasformazioni in questo modo



A e B saranno sempre situati di **EQUILIBRIO TERMODINAMICO** (condizione necessaria per usare gli strumenti della termodyn.).

Un sistema è in eq. termodynamico se :

- eq. meccanico = no forze sulle parti (anche press 2 parti ΔA)
- eq. chimico = press 2 parti A, B, non devono esservi reaz. chimiche tra loro
- eq. termico = punti A e B qualivari, $T_A = T_B$

Negli stati intermedi non c'è equilibrio termodynamico.

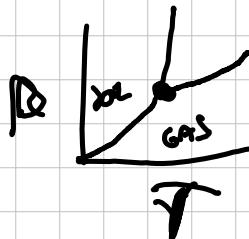
Cosa intendiamo per part.? Sottoinsiemi abbastanza piccoli rispetto al sistema originale ^{ma} abbastanza grande da contenere un numero sufficientemente grande di costituenti

CALDO è FREDDO

Come li quantifico?

$$T_0 = 273,16 \text{ K}$$

H_2O punto triplo (equilibrio tra 3 stati)



TERMOMETRO: strumento che, data una variaz. di una certa grandezza X dovuta a T , permette di misurare T

$$T = T(X) = \beta X \quad (\text{conviene una dip. lineare})$$

calibrazione

$$T_0 = \beta X_0$$

\uparrow \downarrow
NOTO NOTO
da ricavare

es mercurio $X_0 = 27,316 \text{ cm} \quad T_0 = 273,16 \text{ K}$

$$X = 10 \text{ cm} \Rightarrow T = 100 \text{ K}$$

$$t(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) - 273,15^{\circ}\text{C}$$

$$t(^{\circ}\text{F}) = \frac{9}{5} t(^{\circ}\text{C}) + 32^{\circ}\text{F}$$

PRINCIPIO (1) DELLA TERMODINAMICA

Se un corpo A è in eq. termico con B e B lo è con C, allora $T_A = T_C$:

$$T_A = T_B, T_B = T_C \Rightarrow T_A = T_C$$

Sembra una banalità per via della prop. ch. geltrice di transitività, ma non basta che vedere con ciò (e evidenza sperimentale)



$$T_1 \neq T_B \neq T_C$$



$$T_A \neq T_B \neq T_C$$

CONTATTO TERMICO :

① parete B DIATERMICA

② parete B ADIABATICA

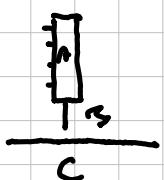
CASO ①: aspettando del tempo, avremo

$$T_{A_f} = T_{B_f} = T_{C_f} \rightarrow \text{temp. di equilibrio}$$

CASO ②: avremo

$$\begin{aligned} T_{A_f} &\neq T_{B_f} \neq T_{C_f} \\ &\parallel \\ T_{A_i} &\neq \dots \neq \dots \end{aligned}$$

Ci poniamo fiducia dei termometri grazie al principio ③:



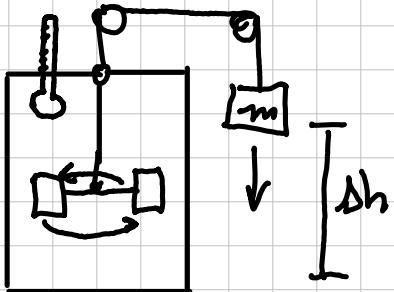
lasciando aspettare del tempo,

A B e ricadono in ④

tuttavia l'equilibrio non è perfetto

ESPERIMENTI DI TAUZE

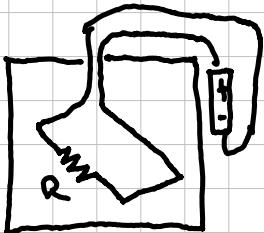
- 1) recipiente da pareti adiabatiche riempito con acqua e un mulinello



$$W = mg \Delta h \quad \xrightarrow{\Delta t}$$

$$T_{f H_2O} > T_{i H_2O}$$

- 2) stesso cont. e acqua, ma con circuito e resistenza



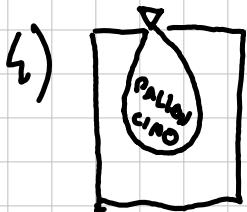
$$W = \frac{IV}{R^2} \quad \xrightarrow{\Delta t} \quad T_f > T_i$$

- 3) placche in alluminio



$$W = \mu N L m$$

lunghezza numero di oscillazioni
tra le due placche



$$V_i \rightarrow V_f$$

$$\rho \Delta V = W$$

È sperimentalmente evidente che se si compie lavoro sull'acqua, essa aumenta di temperatura. Inoltre se T_{H_2O} : in tutte le situazioni, e $W_1 = W_2 = W_3 = \dots$ allora T_f sarà sempre la stessa. Quindi non importa la natura del lavoro effettuato.

COS' È ALLORA LA TEMPERATURA? PARTE LEGATA ALL'ENERGIA

$$W \leftrightarrow \Delta T$$

introduciamo una grandezza intermedia, una sorta d'energia, perché dalla meccanica sappiamo che il lavoro corrisponde ad una sorta di Energia $\stackrel{W=DE}{\rightarrow}$ che da qualche parte si immagazzina. Non posso chiamarla Energia.

perché non abbiamo forze conservative.

Allora lo chiamiamo ENERG. INTERNA
del sistema

$$U = U(T) \underset{\text{int}}{\rightarrow} \text{funz. della temperatura}$$

CALORE (Q)

Per esp. lo collegiamo a ΔT , ma è diverso
dal W. (non c'è movimento! EJ: zapp. in contatto term.)

$$\Delta T = \gamma Q \xrightarrow{\text{quanto gas usc., quanto combust.}} \text{negliamo, ...}$$

$$U_{\text{int}} = U(T) \xrightarrow{T = T(U)} Q = \frac{1}{\gamma} \Delta T = \frac{1}{\gamma} (T_f - T_i)$$

$$Q = \frac{1}{\gamma} [T(U_f) - T(U_i)] \underset{U \text{ o } T}{=} \eta (U_f - U_i) = \eta \Delta U$$

dimensione
energetica

dimensione
energetica

$$-\Delta U_{\text{int}} = W \quad \text{cio il lavoro che il calore svolge}$$

$$\Delta U_{\text{int}} = Q \quad \text{modi di trasf. energia, sono E in
movimento}$$

In generale, allora

$$\Delta U_{int} = \Delta U_{int}^{(Q)} + \Delta U_{int}^{(W)}$$



$$\Delta U_{int} = Q - W$$

I legge della termodinamica.

TRASFORMAZIONE CICLICA

$$\downarrow (T_i, p_i, V_i) \rightarrow (T_f, p_f, V_f) \equiv (T_i, p_i, V_i)$$

$$\boxed{\Delta U = 0} \Rightarrow Q - W = 0 \Rightarrow Q = W$$

$$\Delta U = \delta Q - \delta W$$

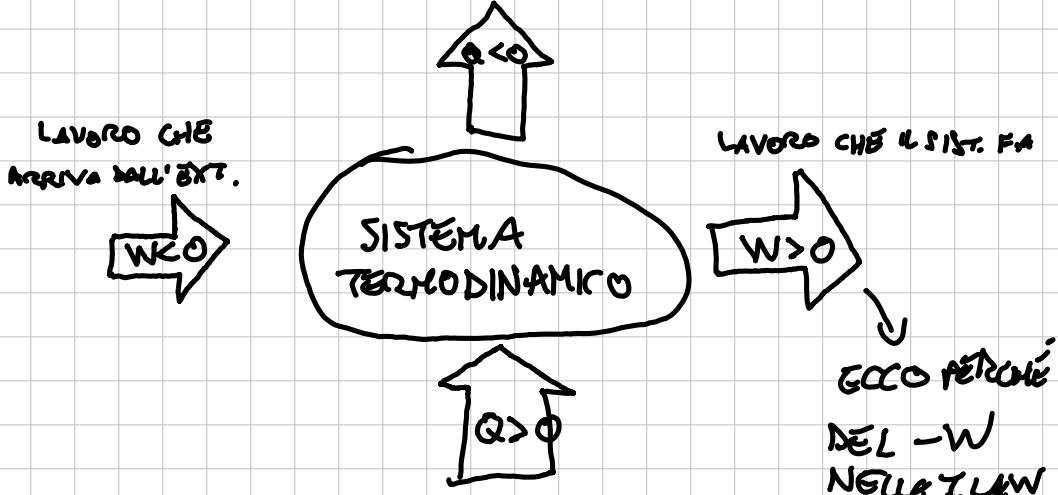
↓
non
dipend.
del percorso

DEFINISCE DIFF
TRA STATI!

δ dipende dal percorso,
ma si compensano

Potiamo infatti ottenere
 ΔU con diversi contributi
di Q e W

$\Delta U = 0$ Qualunque sia la natura del sistema
e della trasformazione



ECCO RETROIT
DEL -W
NELLA 2^a LAW

CAPACITÀ TERMICA: quantità di calore necessaria per aumentare T di un corpo di ΔT

$$C_y = \left[\frac{dQ}{dT} \right]_y \rightarrow \text{associata alla trasformazione } y^*$$

$$dQ = C_y dT$$

$$\text{CALORE SPECIFICO: } c_y = \frac{C_y}{m} = \frac{1}{m} \left[\frac{dQ}{dT} \right]_y$$

$$dQ = m c_y dT$$

* anticipiamo che il calore specifico dipende sia dalla sostanza, ma anche dalle caratteristiche della trasformazione alla quale essa è sottoposta

$$\lambda_1 = 2,4 \cdot 10^{-5} / K$$

$$l_1 = 1,2 \text{ m}$$

$$\lambda_2 = 1,7 \cdot 10^{-5} / K$$

$$\begin{aligned}\Delta l &= l_2 - l_1 = l_{20} (1 + \lambda_2 \Delta T) - l_{10} (1 + \lambda_1 \Delta T) = \\ &= (l_{20} - l_{10}) + (l_{20} \lambda_2 - l_{10} \lambda_1) \Delta T\end{aligned}$$

$$\frac{\partial \Delta l}{\partial (\Delta T)} = 0 \Rightarrow l_{20} \lambda_2 - l_{10} \lambda_1 = 0$$



$$c = 2052 \text{ J/KgK}$$

$$\lambda = 3,3 \cdot 10^5 \text{ J/Kg}$$

$$m_1, T_1 = -20^\circ C$$

$$[m_2 = 0,4 \text{ kg}, c_2 = 380 \text{ J/KgK}, T_2 = 60^\circ C]$$

$$m_3 = 0,8 \text{ kg}$$

$$c = 4187 \text{ J/KgK}$$

$$T_3 = -3^\circ C, m_3 = ?$$

$$Q_{\text{tot}} = 0$$

$$Q_1 + Q_2 + Q_3^{(\text{ref})} + Q_3^{(\text{avg})} + Q_3^{(\text{ref}))} = 0$$

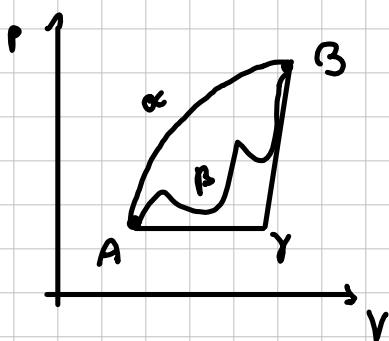
$> 0 \quad < 0 \quad < 0 \quad < 0 \quad < 0$

$T_0 \downarrow$
cambio
fase

$$m_1 c_1 (T^* - T_1) + m_2 c_2 (T^* - T_2) + m_3 c_3 (T_0 - T_3) + \\ - \lambda m_3 + m_3 c_3 (T^* - T_0)$$

$$89 K_g$$

CHIARIMENTI

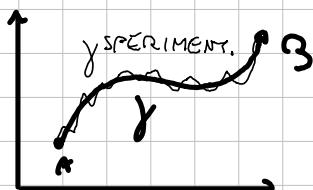


ΔU non dipende dal percorso perché è solo funzione degli stati termodinamici/energetici.

Tuttavia i contributi di calore e lavoro possono essere dipendenti dal percorso/trasformazione che si osserva.

$$\underline{\Delta U} = \underline{\delta Q} - \underline{\delta W}$$

Conoscere i percorsi (α , β , γ) è difficile. Si ottengono sperimentalmente, è dura trovare analiticamente una curva che ammetta approssimazioni alla curva reale



y: "lentamente", il sistema passa da un punto all'altro ("quasi statica") con successioni di stati di equilibrio termodinamici

TRANSFORMAZIONE REVERSIBILE

(la meccanica è sempre reversibile, se non ci sono attriti; la termodinamica no)

- QUASI STATICÀ
- NON CI SONO DISSIPAZIONI

C'è una relazione tra come l'energia viene trasferita nell'Univ. e come il tempo scorre.

$$\delta E \leftrightarrow \delta t > 0$$

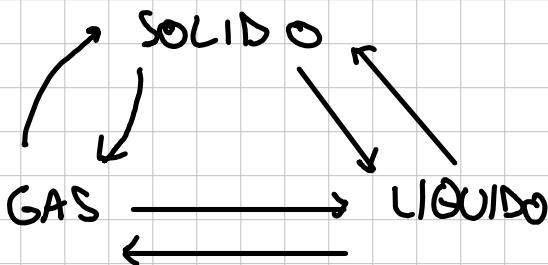
in altri termini: è possibile riportare il sistema termodinamico e l'ambiente esterno allo stato originale. Se ciò non è possibile, la trasformazione è IRREVERSIBILE (poiché tutte le trasformazioni nell'universo sono irreversibili)

FASI → STATI DI AGGREGAZ. DELLA MATERIA

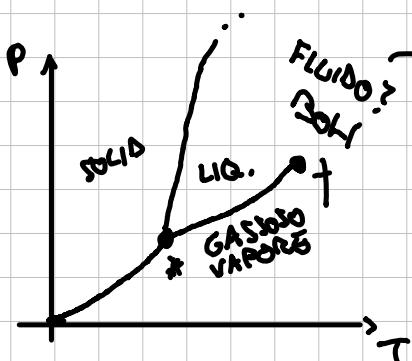
In sistemi aggregati ($O(N_A)$) notiamo modi con cui i componenti si comportano e dispongono tutti allo stesso modo.

CAMBIAZMENTO FASE

$$760 \text{ mmHg} = 10^4 \text{ Pa}$$



es H_2O



↗ PUNTO
TRIPLO
↗ PUNTO
CRITICO

DIAGRAMMA DI FASE

PUNTO 3PL : $T_{pt} = 273,16 \text{ K}$ $p_{pt} = 611 \text{ Pa}$

Il punto triplo dell'acqua è per definizione fissato a $T_{\text{tr}}^{\text{def}} = 273,16 \text{ K}$ (usato per tenere i termometri)

Attenzione che i parametri di fase non comportano un cambiamento di temperatura

$$\text{NO! } \Delta Q = c_p \Delta T \rightarrow 0$$

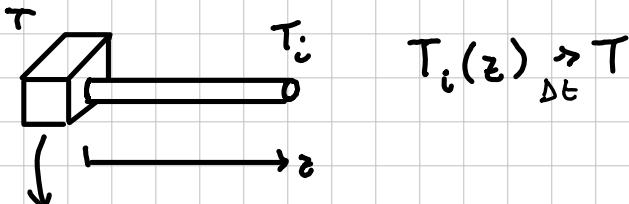
Esiste una qte di calore che la massa assorbe per cambiare fase.

CALORE LATENTE : $\Delta Q = \lambda dm$

La trasformaz. avviene ad una certa temperatura (che però può non sempre essere la stessa) : $\lambda(T)$ (si deve anche considerare p)

MODALITÀ DI TRASMISSIONE DEL CALORE

- CONDURE.



SORGENTE: corpo ideale con capacità termica $+ \infty$ (non cambia T durante trasf. di calore)

Se aspetti, tutti i punti della barra cominciano a salire di temperatura

$\xrightarrow{\text{COST. - I - I - O}}$
Spont. di Q

$$\left. \begin{array}{l} Q \propto \Delta T \\ Q \propto \Delta t \\ Q \propto S \end{array} \right\} dQ = -K \frac{\delta T}{\delta z} dS dt$$

$S =$ sezione della barra

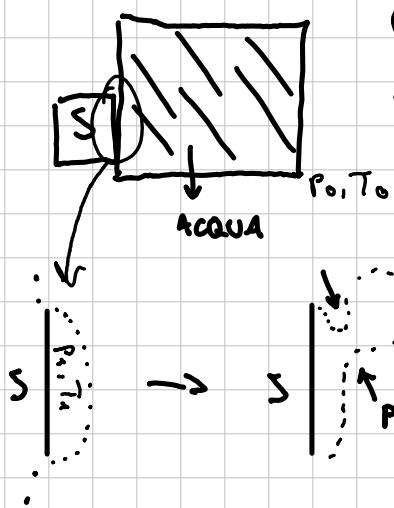
K : "conduttività del materiale"

$$\text{defin [k]}: \frac{\lambda}{m SK}$$

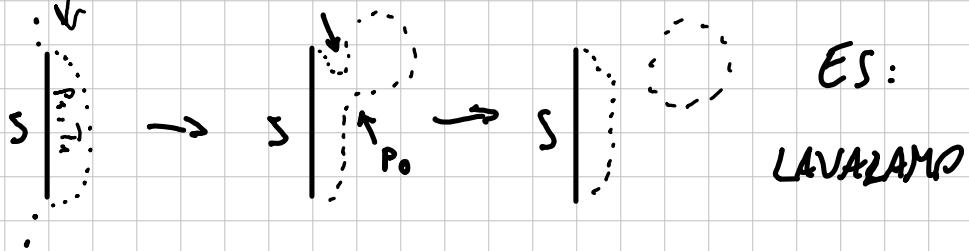
Sulla base della condensabilità distinguiamo CONDUTTORI E ISOLANTI.

$$K_{AI} = 200 \frac{S}{m^2 K} \quad K_{SUGHERO} = 4 \cdot 10^{-3} \frac{J}{m^2 SK}$$

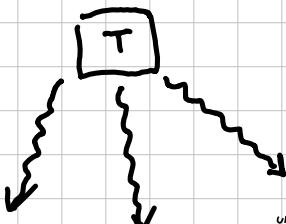
- CONVEZIONE: quando mette calore si sostiene nel sistema



Caratteristica dei fluidi perché serve moto delle componenti



- IRRAGGIAMENTO



Legge di Stefan-Boltzmann

POTERE EMISIVO DI UN CORPO

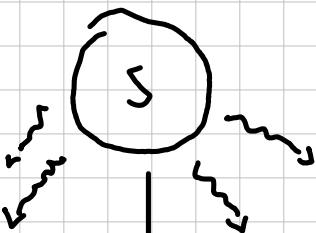
$\sigma < 1 \quad \epsilon = 1 \rightarrow$ CORPO NEGRO

$\epsilon = \text{emissività del corpo}$

$$\epsilon = \sigma \epsilon T^4$$

$\frac{J}{m^2 SK^4}$

UN TIPO DI FLUSSO
 $[\epsilon] = \left[\frac{J}{m^2 K^4} \right]$



$$1 \text{ AU} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ m}$$

$$c = 1,36 \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{s}} = 1,36 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

L'energia si sposta anche con la luce.



VASO DI DEWAR

Recipiente con pareti interne riflettenti (per riflettere radiazioni), poi intercapedine di VUOTO

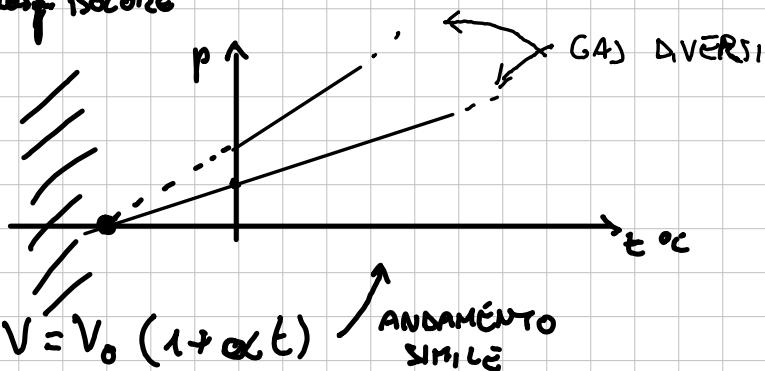


GAS

(gas ideali/perfetti = bassa press. e densità).

Sotto queste condiz. formuliamo approssimaz. perfette

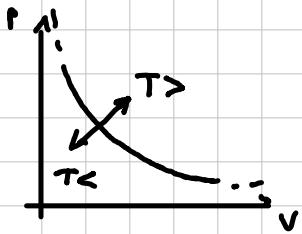
① GAY-LUSSAC $p = p_0(1 + \beta t)$ V costante
bassa press.



② $V = V_0 (1 + \alpha t)$ ANDAMENTO SIMILE

Scopriamo che tutte le rette convergono nello stesso punto (t). Esiste uno 0 nella scala di T. La scala Kelvin si basa sull'esistenza di tale punto. Perché non se può scendere al di sotto?

③ BOYLE ISOTERME $p_i V_i = p_f V_f$



④ LEGGE DI NOGADRO $N = \frac{1}{k_B} \frac{PV}{T}$

$$K_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

$m = 1 \text{ mol}$
 $P = 1 \text{ atm}$
 $T = 0^\circ\text{C}$
 $V = 22,414$

$$pV - Nk_B T = 0 \quad \text{esempio di eq. di stato}$$



$$m = 2 \text{ mol} \quad (1 \text{ mol} = m \Rightarrow 1 N_A)$$

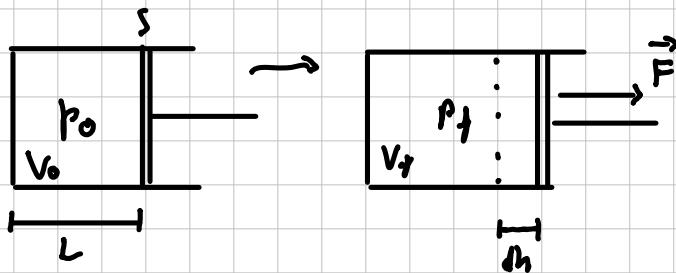
$$V = 1,66 \text{ l} = \frac{5}{3} \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$T = \frac{pV}{mR}$$

$$p = 5 \text{ atm} = 5 \cdot 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

Si porta poi a $T_2 = 100 \text{ K}$, $V_2 = 1,66 \text{ l} = V$ $p_2 = ?$

PRESSIONE e lavoro



$$V_f = (L + dh)S = V_0 + Sdh \Rightarrow dV = Sdh$$

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{s} = Fdh = \frac{F}{S} Sdh = p dV$$

Lavoro indotto interno di una forza su un gas: $dW = p dV$

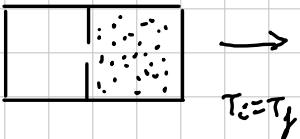
$$W_{A \rightarrow B} = \int_A^B dW = \int_A^B p dV$$

sempre specificare γ
("percorso della trasf.")
perché $dU = \delta Q - \underline{\delta W}$

Ma la forza \vec{F} chi la esercita? Studiamo trasf-
quaristatiche. Dunque ($p_{ext} = p_{gas}$) $\vec{F}_{gas} = -\vec{F}_{ext}$
 p_{gas} è in realtà forza che gas oppone quando forze
ext agiscono

TEORIA CINETICA GAS (mecc based)

(Joule : exper. espansione libera gas)



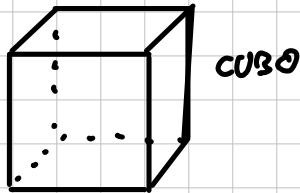
$$Q = 0$$

$$V_i = V_f \Rightarrow dV = 0 \Rightarrow dW = 0 \Rightarrow W = 0$$

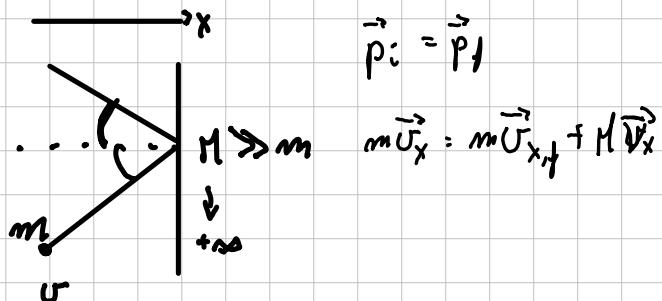
$$\Delta U = 0 \quad (U_{\text{const}})$$

$$U = U(T) : \text{non dip. da } p \circ V$$

Usiamo solo la meccanica. Abbiamo un recipiente contenente un gas ideale, con particelle tutte uguali (masse,...) e gas a bassa densità \Rightarrow urti tra particelle non interagiscono / urti rari/assenti, ci sono invece urti elastici con le pareti



Le pareti hanno massa infinita (\Rightarrow massa particelle).



$$\vec{p}_i = m \vec{v}_i = m \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \quad \vec{p}_f = m \begin{pmatrix} -v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix}$$

$$\Delta \vec{p} = -2m v_x \hat{x}$$



$$\Delta t = \frac{2L_x}{v_x} \quad F_x = \left| \frac{\Delta p_x}{\Delta t} \right| = \frac{2mv_x}{\frac{2L_x}{v_x}} = \frac{mv_x^2}{L_x}$$

$$p_x = \frac{F_x}{S} = \frac{F_x}{L_x L_z} = \frac{mv_x^2}{L_x L_y L_z} = \frac{mv_x^2}{V} \Rightarrow pV = mv_x^2$$

$\downarrow p_y = p_z = p \rightarrow$ intensiva

ociò che p riguarda la singola massa m .

$$F_{\text{tot}_x} = \sum_i F_x^i = \sum_i \frac{m v_x^i}{L_x} = \frac{Nm}{L_x} \left(\sum_{i=1}^N v_x^i \right) / N = \\ = \frac{Nm}{L_x} \overline{v_x^2}$$

Dunque $P_x = \frac{m \overline{v_x^2}}{V} \Rightarrow pV = Nm \overline{v^2}$

ricorda $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \Rightarrow$

$$\Rightarrow \overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} \text{ e in media } \overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \dots$$

$$\overline{v^2} = 3 \overline{v_x^2} \quad \overline{v_x^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$$

$$\therefore pV = Nm \frac{\overline{v^2}}{3} = N \frac{2\overline{E_K}}{3}$$

$$\left(m \overline{v^2} = 2 \frac{1}{2} m \overline{v^2} = 2 \overline{E_K} \quad \text{di 1 particella} \right)$$

Ma: $N \overline{E_K} = E_{\text{int}} = U$

$$pV = \frac{2}{3} U \Rightarrow U \stackrel{\text{def}}{=} \frac{3}{2} (pV) \stackrel{\text{exp}}{=} \left(N K_B T \right) \frac{3}{2} = (n R T) \frac{3}{2}$$

E: $N \overline{E_K} = \frac{3}{2} N K_B T \quad \boxed{\overline{E_K} = \frac{3}{2} K_B T}$

"In un certo senso l' E_{int} non è una temperatura
é la temperatura.

"Il 3 deriva dalle dimensioni. Se le particelle
giacessero su un piano, avremmo 2. "In realtà
il numero dipende dai gradi di libertà
(nei quali immagazzinare energia).

Quindi l'energia interna media associata
ad una particella è in generale

$$\overline{E}_{\text{int}} = \frac{l}{2} k_B T \quad l: \text{gradi di lib}$$

↓
1 particella!

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T$$

$$\overline{v} = \sqrt{\frac{3 k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{3 k_B \frac{P V}{m R}}{m}} = 34,5356 \text{ m/s}$$

$$\overline{E}_K = \frac{3}{2} k_B T$$

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T$$

$$\overline{v^2} = \frac{3 k_B T}{m} = \frac{3 k_B}{m} \left(\frac{P V}{m R} \right) =$$

$$= \frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}}{6,68 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} \left(\frac{230,0 \cdot 10^3 \text{ Pa} \cdot 16,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3}{2,3 \text{ mol} \cdot 8,314 \text{ J/(mol K)}} \right)$$

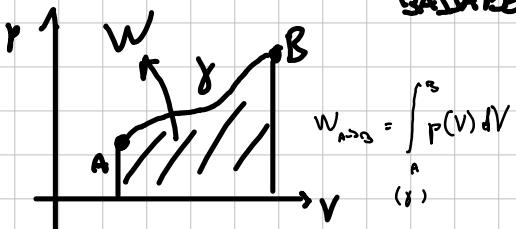
$$\approx 1193 \text{ m}^2/\text{s} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ km}^2/\text{s}$$

Oggi 13

lavoro di un gas ($\frac{10^6 \text{ erg}}{\text{sassa dens}}$)

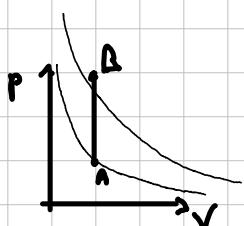
$$\Delta U = Q - W$$

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



TRASFORMAZIONI TERMODYNAMICHE

- ISOCORE = volume costante



$$dV = 0 \quad dW = p dV = 0$$

$$\text{quindi } dU = \delta Q = dQ$$

$$dQ = mC_V dT \quad (\text{ricorda } dQ_V = mC_V dT)$$

Allora

$$dU = mC_V dT$$

ricordiamo da Joule: $U = U(T)$

$$\begin{aligned} \text{teoria cinetica: } U &= N \bar{E}_k = \frac{3}{2} N k_B T = \\ &= \frac{3}{2} m R T \end{aligned}$$

Qui stiamo ottenendo qualcosa di simile

Per i gas ideali, scopriamo dunque che

$$C_V = \frac{3}{2} R = \frac{1}{2} R$$

generalizz.

Siccome la variazione di E_{int} dipende solo dalla variazione di temperatura, le isocore hanno la peculiarità ...

/ / - - / - - / - - /

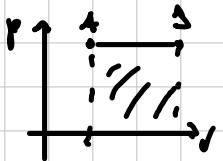
$$dQ = p dV + m C_V dT$$

$\stackrel{!}{=} SW \quad dU$

$$dU = dQ = m C_V dT$$

$$\stackrel{|}{=} \frac{3}{2} m R dT$$

• ISOBARE = p costante



$$W_{\text{isobare}} = p \Delta V$$

• $dU = mc_v dT \rightarrow$ come abbiamo concluso precedente.

$$dQ = mc_p dT$$

$$d[pV] = d[mRT]$$

$$dpV + pdV = mRdT$$

$$0 + pdV = mRdT \rightarrow dW = mRdT$$

perché \cancel{pdV}

Quindi $dU = dQ - dW$

$$mc_v dT = mc_p dT - mRdT$$

$c_p - c_v = R$

RELAT. DI MAYER

Allora $c_p = c_v + R = \frac{5}{2} R$

Di formalismo $c_v \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) = R \quad c_v(\gamma - 1) = R > 0$

Quindi $c_p > c_v$

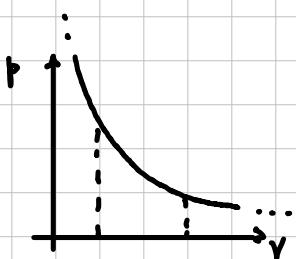
ℓ	c_V	c_P	γ
3			
5			
\vdots			
$\ell \gg 1$			$\frac{1+2}{\ell} \rightarrow 1$

$$\frac{3}{2}R \quad \frac{5}{2}R$$

più la molecola si complica,
più il rapporto si avvicina a 1.

- ISOTERME = T costante

* ~~$dQ = mc_V dT$ NOOO!~~



$$pV = mRT = \text{cost}$$

$$dT = 0 \Rightarrow mc_V dT = 0 \Rightarrow \boxed{dU = 0}$$

$$\mathcal{Q} = SQ - SW \rightarrow * \mathcal{Q} = dU - dW \quad (\text{perché è def.})$$

$$dQ = dW = pdV = mRT \frac{dV}{V}$$

$$\mathcal{Q} = \int_A^B mRT \frac{dV}{V} = mRT \ln \left(\frac{V_3}{V_4} \right) = W_{A \rightarrow B}$$

ISOTERMI

• ADIABATICA

Si tratta di una trasformazione nella quale non avviene scambio di calore

$$dU = dQ - dW \Rightarrow dU = -dW$$

$$mc_v dT = -p dV \quad (p = \frac{mRT}{V})$$

$$mc_v dT = -\gamma RT \frac{dV}{V}$$

!!!

$$\frac{dT}{T} = -\frac{R}{c_v} \frac{dV}{V} \quad \text{ricorda: } \frac{R}{c_v} = \frac{c_p - c_v}{c_v} = \gamma - 1$$

$$\frac{dT}{T} = -(\gamma - 1) \frac{dV}{V} \rightarrow \int_{T_i}^{T_f} \cdot = \int_{V_i}^{V_f} \cdot$$

$$\ln\left(\frac{T_f}{T_i}\right) = -(\gamma - 1) \ln\left(\frac{V_f}{V_i}\right)$$

$$\ln\left(\frac{T_f}{T_i}\right) = \ln\left[\left(\frac{V_f}{V_i}\right)^{-(\gamma-1)}\right]$$

:

$$T_f V_f^{\gamma-1} = T_i V_i^{\gamma-1} \quad \text{e allora} \quad TV^{\gamma-1} = \text{cost.}$$

$$\text{E allora } \frac{pV}{cost} V^{\gamma-1} = cost \rightarrow pV^{\gamma} = cost$$

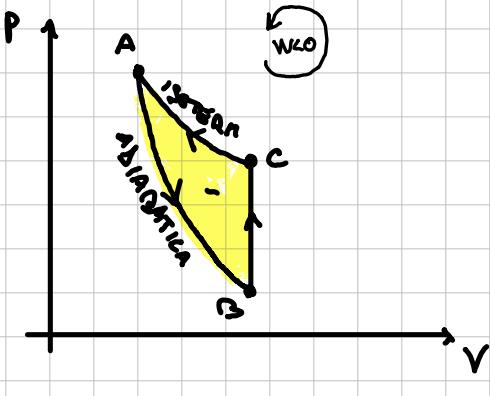
ESEMPIO: trovare quelle con p e T .

Adiabatica monoatomica: $pV^{\frac{5}{3}} = cost$

RIASSUNTAZZO CON LA BELLAZZA

	ISOCORA	ISOBARA	ISOTERMA	ADIABATICA
ΔU	$mC_V \Delta T$	$mC_V \Delta T$	0	$mC_V \Delta T$
Q_r	$mC_V \Delta T$	$mC_p \Delta T$	$mR \ln\left(\frac{V_f}{V_i}\right)$	0
W	0	$mR \Delta T$ $=$ $p \Delta V$	$mR \ln\left(\frac{V_f}{V_i}\right)$	$-mC_V \Delta T$

EJERCICIO:



$$P_A = 5 \text{ bar}$$

$$T_A = 444 \text{ K}$$

$$\gamma = \frac{5}{3}$$

$$W_{A \rightarrow B} = 2,182 \text{ kJ}$$

$$\Delta t_{A \rightarrow A} = 30 \text{ ms}$$

$$P_{A \rightarrow A} = ?$$

nR	BC	CA	$P_{A \rightarrow A} = \frac{W_{A \rightarrow A}}{\Delta t_{A \rightarrow A}} = \frac{W_{A \rightarrow B} + W_{B \rightarrow C} + W_{C \rightarrow A}}{\Delta t_{A \rightarrow A}}$
ΔU	0	0	
Q	0	$nR T_B \ln \frac{V_A}{V_C}$	
W	$W_{A \rightarrow B}$	0	$W_{A \rightarrow B} = nR T_A \ln \frac{V_A}{V_B}$

$$V_A = ? \quad V_A = \frac{mRT_A}{P_A}$$

$$V_C = ? \quad V_C = V_B, \quad mC_V(T_S - T_A) = -W_{A \rightarrow B}$$

$$T_S = -\frac{W_{A \rightarrow B}}{mC_V} + T_A$$

$$T_A V_A^{\gamma-1} = T_B V_B^{\gamma-1} \Rightarrow V_B = V_A \sqrt[{\gamma-1}]{\frac{T_A}{T_B}}$$

$$W_{c \rightarrow A} = mRT_A \ln\left(\frac{V_A}{V_E}\right)$$



In un ciclo termodinamico $\Delta U = 0 \quad \forall A \rightarrow A$

MACHINE

- TERMICHE: $W_{tot} > 0$

dunque serve fornirgli $Q > 0$

- FRIGORIFERE: $W < 0 \Rightarrow Q < 0$

Rendimento (efficienza)

$$\eta \stackrel{\text{def}}{=} \frac{W}{Q} \xrightarrow{\substack{\text{→ C'è CHE VOGLIAMO} \\ \text{OTTENERE}}} = 1 + \frac{Q_c}{Q_A} = 1 - \frac{|Q_c|}{|Q_A|}$$

↑

In un ciclo arrevo fatti in cui il calore verrà assorbito, alcumi in cui verrà ceduto.

$$Q = Q_A + Q_c = W \quad (\because \Delta U = 0)$$

Chiaramente non si può creare energia dal nulla : $Q_n < W$ (+ lavoro di quello che spendo, $\eta > 0$)
Ma possiamo invece ottenere da una macchina tutto quello che spendiamo ? Si può arrivare a $\eta = 1$?

Meccanica → tutto reversibile → spendo 100 J, posso ridarne e tornare allo stato delle cose iniziali, senza altre conseguenze.

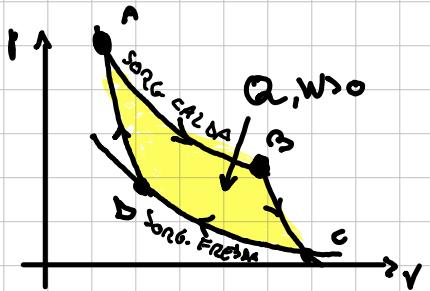
COEFFICIENTE DI PRESTAZIONE FRIGO

$$\eta = \frac{Q_c}{|W|} \rightarrow \text{cioè che sono costretti a cedere}$$

Idealemente, vorrei avere un'area quanto più grande senza assorbire troppo calore (spendendo poco)

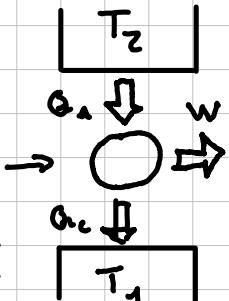


CICLO CARNOT



Sistema: per avere stessa temperatura, è necessario avere una sorgente che la mantenga

MACHINERIA CARNOT



Idea: prendo del calore da sorg. T_2 e ne uso un po' in W , ma una parte va dunque in sorg. T_1

AB

$$\Delta U = 0$$

$$Q_A = W_{AB} = m R T_2 \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$$

BC

$$Q_B = 0$$

$$\Delta U = -W_{BC} = -m c_v (T_1 - T_2)$$

$$W_{BC} = \frac{P_B V_3}{1-\gamma} \left[\left(\frac{V_C}{V_3} \right)^{1-\gamma} - 1 \right] *$$

CD

$$\Delta U = 0$$

$$Q_C = W_{CD} = m R T_1 \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right)$$

DA

$$Q_D = 0$$

$$\Delta U = -W_{DA} = -m c_v (T_2 - T_1)$$

$$\eta = \frac{W}{Q_A} = \frac{m R T_1 \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right) + m R T_2 \ln\left(\frac{V_3}{V_A}\right)}{m R T_2 \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)} =$$

$$= 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{\ln\left(\frac{V_C}{V_D}\right)}{\ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)} \quad (\text{met berekening } \eta = 1)$$

$$\eta = 1 - \frac{|Q_1|}{Q_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \quad (\text{niet carnot})$$

SENSE

$$\frac{V_C}{V_D} = \frac{V_B}{V_A} \quad \text{DLM:}$$

Per de adiabatische relatie:

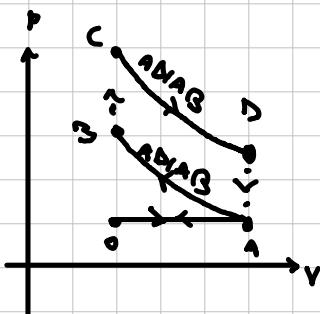
$$\frac{T_{AB} V_A^{\gamma-1}}{T_{AB} V_B^{\gamma-1}} = \frac{T_{CD} V_0^{\gamma-1}}{T_{CD} V_C^{\gamma-1}} \Rightarrow \left(\frac{V_A}{V_B}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_0}{V_C}\right)^{\gamma-1}$$

$$\boxed{\frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_0}}$$

3

$$T_1 < T_2 \quad \textcircled{A} \quad 0 \leq \eta < 1 \quad \textcircled{B} \quad |Q_1| < Q_2 \\ |Q_{c1}| < Q_1$$

CICLO DIESEL



OA: aspirazione miscela

AB: compressione ADIABATICA

BC: esplosione (NON ADIABATICA)

:

$$\eta = 1 - \frac{|Q_{c1}|}{Q_1} = 1 - \frac{|T_A - T_B|}{T_C - T_B}$$

BC: $\Delta U = Q$

$$Q_{BC} = \Delta U_{BC} = m_C c_v (T_C - T_B) > 0$$

DA: $\Delta U = Q$

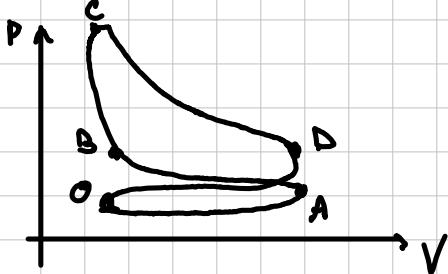
$$Q_{DA} = m_C v (T_A - T_D) < 0$$

$$\eta_{\text{IDEALE}} \approx 0,6$$

non contiene fasi O-A/A-O

(aspirazione e scarico, perché si annullano)

CICLO DI 8 : ciò che accade veramente

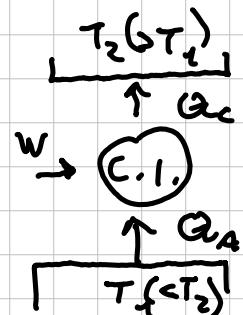


$$\eta \approx 0,2 \div 0,3$$

CICLO DI CARNOT INVERSO

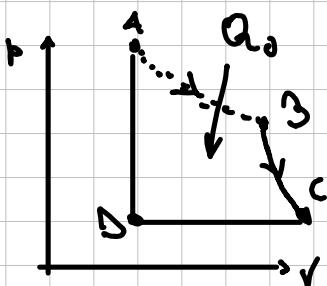
$$\xi = \frac{Q_A}{|W|} = \frac{1}{\left| 1 - \frac{T_2}{T_1} \right|} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$

più $T_1 - T_2$ è piccola, + ξ è grande.



CICLO IRREVERSIBILE

$m \approx 0,2 \text{ mol}$, gas biamericano, AB isotropa sovr.



$$\begin{aligned} Q_A &= 800J \\ V_A &= 5l \\ V_B &= 10l \\ T_A &= 980K = T_3 \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} BC \text{ adiab} \\ V_C = 15l \end{array} \right.$$

$$\textcircled{A} \quad p_A = 3 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$\textcircled{B} \quad p_B = 1,5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$\textcircled{C} \quad p_c V_c^\gamma = p_B V_B^\gamma \Rightarrow p_c = 0,85 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_c = 765 \text{ K}$$

$$\textcircled{D} \quad p_D = p_c$$

$$T_D = 255 \text{ K}$$

_____ • _____

$$\textcircled{A3} \quad W = Q = Q_0 \quad (\text{tutto normale } \times \text{ ora})$$

$$\textcircled{B3} \quad Q = 0$$

$$W = -\Delta U = -mc_v \Delta T = 561 \text{ J}$$

$$\textcircled{C3} \quad W_{CD} = p_c \Delta V = -350 \text{ J}$$

$$\textcircled{D3} \quad W_{DA} = 0$$

$$W_{\text{tot}} = 571 \text{ J}$$

$$\eta = \frac{W}{Q_B} = \frac{W_{\text{tot}}}{Q_{AB} + Q_{DA}} = \frac{W_{\text{tot}}}{Q_0 + mc_v(T_b - T_a)} = 351 \text{ J} \quad = 16,1\%$$

$$W_{\text{ad}, \text{rev}} = Q_{\text{ad}, \text{rev}}$$

$$\text{m}RT_a \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = 1040 \text{ J} = 860 \text{ J} + 180 \text{ J}$$

↑ Q_o

Qui la isoterma reversibile assorbe più calore

$$\boxed{\eta_{\text{ad}V} > \eta_{\text{non rev.}}}$$

Come mai? Ci sono dissipazioni ...

Ricordiamo I: $\Delta U = Q - W$

in un ciclo vale $\Delta U = 0 \Rightarrow Q = W$

EVIDENZE Sperimentali
① Sembra sì possa prendere del calore e rispettarlo tutto in lavoro ($Q_A \rightarrow W$) oppure il processo contrario.

Però per esperienza non è vero che gli scambi $Q \rightarrow W$ e $W \rightarrow Q$ sono sempre uguali.

② Inoltre, IL CALORE NON FLUISCE MAI SPONTANEA-
MENTE DA UN CORPO AD UNO PIÙ CALDO.

• ENUNCIATO KELVIN - PLANCK

È impossibile realizzare un processo il cui
UNICO risultato sia la trasformazione di
calore in lavoro.

• ENUNCIATO CLAUSIUS

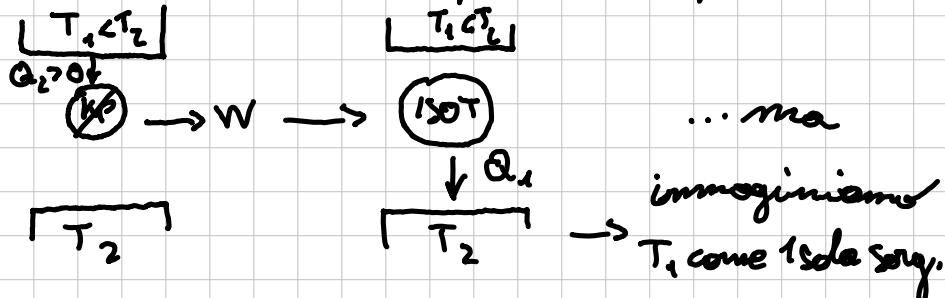
... trasferire calore da un corpo ad uno + caldo
Tpro.

Questi sono principi, accettati come veri.

Sono supportati dall'evidenza sperimentale.

Possiamo però dimostrarne l'equivalenza:

④ non vale K-P: prendiamo questo macchina:

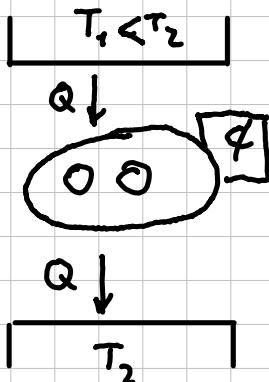


... ma

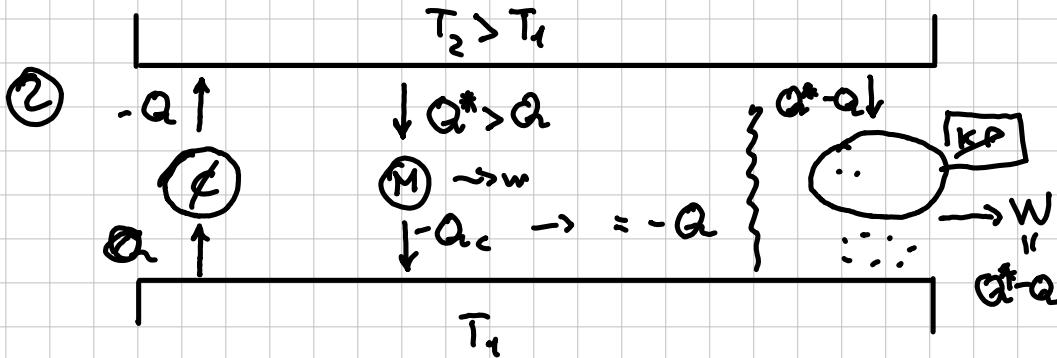
immaginiamo
 T_1 come 1 sole soq.

ne prendiamo un'altra che usa W e isoterma,
mentre cede calore Q_1 a T_1 .

Ma seuniamo tutto:



ragionando Clausius



$$\eta_u = 1 - \frac{Q^*}{Q_c}$$

faccio sì che $-Q_c = -Q$

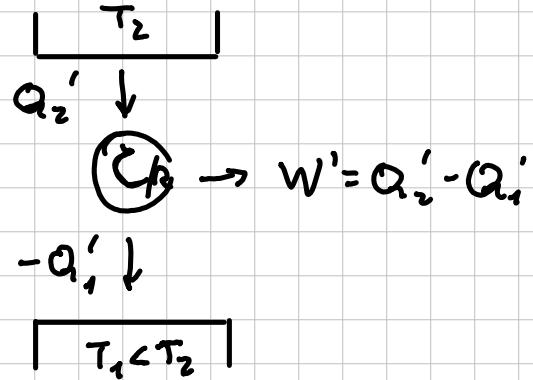
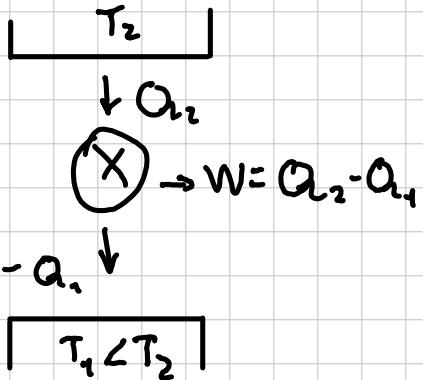
(η_u è fatta in modo che il rendimento η_u lo permetta).

Ma unendo il tutto, sto prendendo $Q_u = Q^* - Q$ e lo sto trasferendo tutto all'esterno come W .

- Conclusioni: SERVONO SEMPRE 2 SORGENTI affinché una macchina termica funzioni; non si può avere un rendimento del 100%. (più chiaro da Kelvin-Planck)

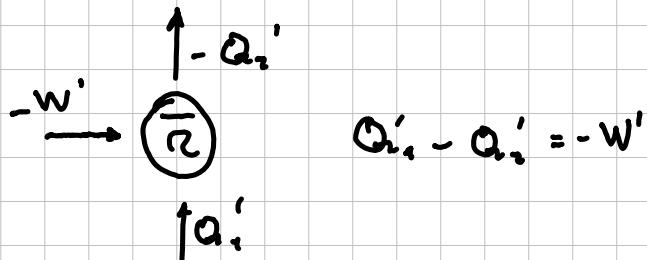
TEOREMA DI CARNOT

Ora prendiamo due macchine. Una \times e una di Carnot (in realtà anche una reversibile)



$$\eta_x(T_1, T_2) \stackrel{?}{<} \eta_{\text{Carnot}}(T_1, T_2)$$

Se R è reversibile, posso costruire \bar{R} , che fa esattamente il contrario di R .

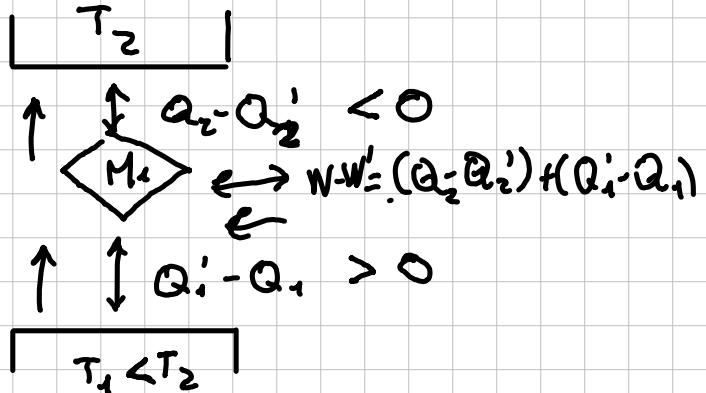


Supponiamo che W di X sia uguale a \bar{R} .

$$\text{Se } \eta_x > \eta_R \Rightarrow \frac{W}{Q_x} > \frac{W}{Q_R} \Rightarrow Q'_x > Q_R$$

Ottieniamo dunque 1 macchina :

Dove vanno le frecce?



Ottengo classico
negativo

$$M_1 \neq \emptyset, \text{ avendo supposto } \eta_x > \eta_R$$

$$\text{Allora } \eta_x(T_1, T_2) \leq \eta_R(T_1, T_2)$$

Se anche X fosse reversibile :

$$\left. \begin{array}{l} [X, \bar{R}] \rightarrow \boxed{M_1} \Rightarrow \eta_x \leq \eta_R \\ [\bar{R}, X] \rightarrow \boxed{M_2} \Rightarrow \eta_R \leq \eta_x \end{array} \right\} \eta_{X(\text{avr})} = \eta_R \neq$$

Enunciato Carnot:

$$\textcircled{1} \quad \eta_X(T_1, T_2) \leq \eta_A(T_1, T_2)$$

$$\textcircled{2} \quad \eta_X(T_1, T_2) = \eta_A(T_1, T_2) \quad \text{solo se } X \text{ rev.}$$

Corollario: \neq

$$\eta_A(T_1, T_2) = \eta_{\text{CARNOT}}(T_1, T_2) = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

Non importa la macchina, il limite superiore della sua efficienza è dato da T_1, T_2 .

E inoltre

$$\eta_{\text{IRR}}(T_1, T_2) < 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

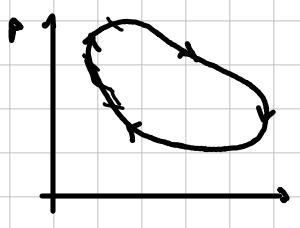
$$\text{segue che } 1 + \frac{Q_1}{Q_2} \leq 1 - \frac{T_1}{T_2} \Rightarrow$$

$$\boxed{\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0}$$

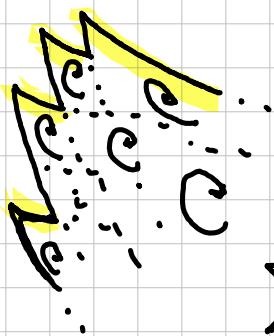
$= 0$ solo se reversibile.

Vedremo che Clausius generalizza la trattazione a un numero virtualmente infinito di sorgenti

TEOREMA DI CLAUSIUS



posso immaginare di approssimare questa curva con isoterme e adiabatiche.



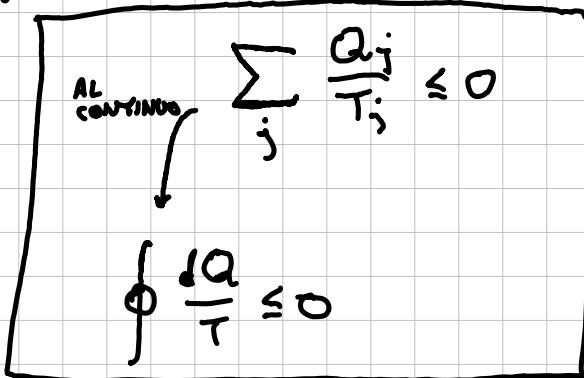
Questi sono tutti cicli di Carnot,

$$\text{dunque vale } \frac{Q_{1:}}{T_{1:}} + \frac{Q_{2:}}{T_{2:}} \leq 0$$

$$\sum_i \left(\frac{Q_{1:}}{T_{1:}} + \frac{Q_{2:}}{T_{2:}} \right) \leq 0$$

Per i tratti adiabatici $Q = 0 \Rightarrow \frac{Q}{T} = 0$.

Inoltre, i tratti interni vengono percorsi 2 volte
in versi opposti, il che annulla questi contributi.
Dimostrano allora solo i tratti esterni dello ist.



j scorre sulle infinitesime
sorgenti dei "bordi"
del ciclo (isoterme)

\Leftrightarrow solo ciclo
reversibile

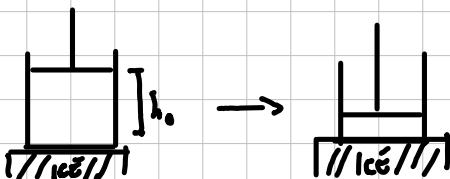
L'integrale si detta INTEGRALE DI CLAVIUS.



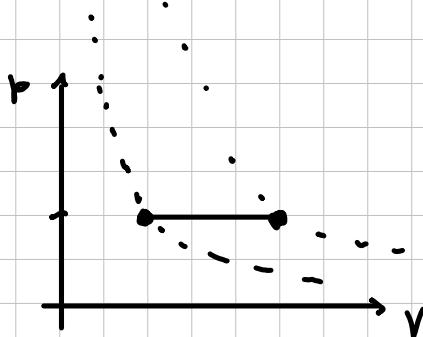
ESEMPIO

5 mol di gas sono in un recipiente a pareti adiabatiche con lato pistone di $S = 500 \text{ cm}^2$ e $m = 500 \text{ kg}$, all'inizio a $h_0 = 1,3 \text{ m}$. $p_{\text{EXT}} = 1 \text{ atm}$

Il fondo del recipiente è a contatto con $m_{\text{ICE}} = 106,5 \text{ g}$ a $T_0 = -18^\circ\text{C}$. ($T_2 = 0^\circ\text{C}$ (ghiaccio ancora solido $c_{\text{ICE}} = 2052 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$)). Si vuole γ , c_v , c_p .



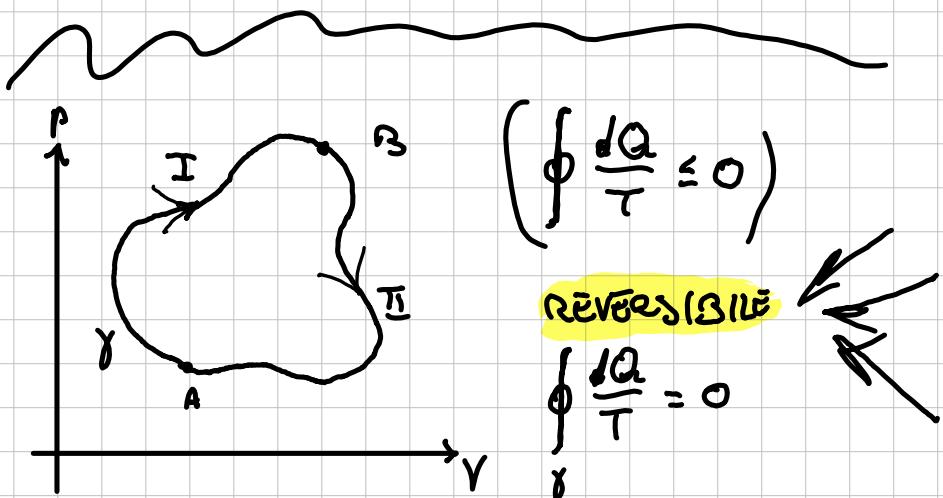
scr



risulta. Occorre che la pressione totale è:

$$P = P_{\text{atm}} + \frac{mg}{\Sigma} \rightarrow \text{pistone}$$

$$T_A = ?$$



$$\int_A^B \frac{dQ}{T} + \int_B^A \frac{dQ}{T} = 0 \quad \text{essendo REVERSIBILE}$$

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} - \int_A^B \frac{dQ}{T} = 0 \Rightarrow \int_A^B \frac{dQ}{T} = \int_A^B \frac{dQ}{T}$$

Penso invertendo tutti i percorsi REVERSIBILI da A a B. Vale sempre l'ugualanza precedente. In altre parole :

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} \quad \text{(rev)} \quad \text{non dipende dal percorso (ovvero delle trasformazioni)}$$

Dipende solo dagli stati INIZIALE e FINALE

Definiamo allora una nuova quantità

$$\Delta S_{AB} = S_B - S_A \stackrel{\text{(def)}}{=} \int_A^B \frac{dQ}{T} \quad \text{(rev)}$$

S la chiamiamo ENTROPIA. È una funzione di stato.

$$\text{Dimensione : } [S] = \left[\frac{E}{T} \right] \quad \text{valm } [S] = \frac{J}{K}$$

Definiz. infinitesima

$$dS \stackrel{def}{=} \left[\frac{dQ_i}{T} \right]_{nev}$$

Ci dice che scambio calore a una certa temp.

Osservaz:

$$1) \begin{cases} S_1 \\ S_2 \end{cases} \rightarrow S_3 = S_1 + S_2 \Rightarrow \boxed{S_3 = S_1 + S_2}$$

segue che potremo unire tutte i sys in uno unico. L'universo

2) grandezza estensiva

3) per i calcoli, usa la transf. REVERSIBILE!
perché S è funz di stato, non dipende
dal percorso SE LE TRANSF. SONO REV,

Variazione di entropia nelle nostre trasformazioni REVERSIBILI!

ISOTERMA

$$\delta Q = mR T \frac{dV}{V} \quad \frac{\delta Q}{T} = mR \frac{dV}{V} = dS$$

$$\Delta S_{AB} = mR \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right) \rightarrow \Delta S_{AB} > 0 \Leftrightarrow V_B > V_A$$

ISOCORSA

$$\delta Q = mC_V dT \quad \frac{\delta Q}{T} = mC_V \frac{dT}{T} = dS$$

$$\Delta S_{A,B} = mC_V \ln\left(\frac{T_B}{T_A}\right)$$

ISOBARA

$$\delta Q = mC_P dT \quad \frac{\delta Q}{T} = mC_P \frac{dT}{T}$$

$$\Delta S_{A,B} = mC_P \ln\left(\frac{T_B}{T_A}\right)$$

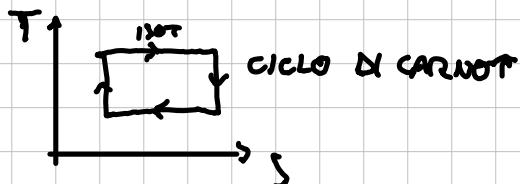
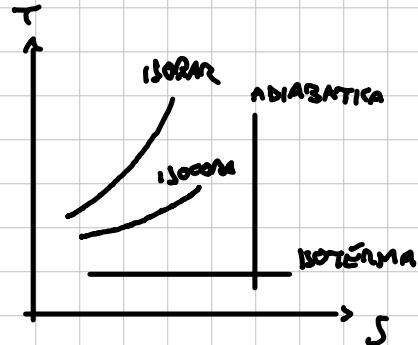
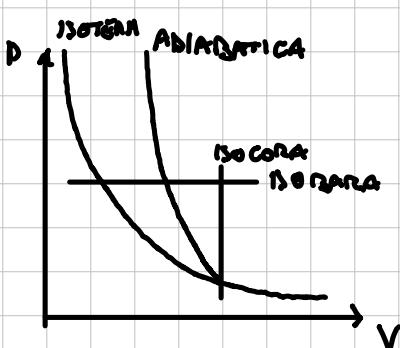
ADIABATICA

$$\delta Q = 0 \Rightarrow \frac{\delta Q}{T} = 0 \Rightarrow \Delta S = 0$$

VARIAZ. DI S NEL CAMB. DI FASE

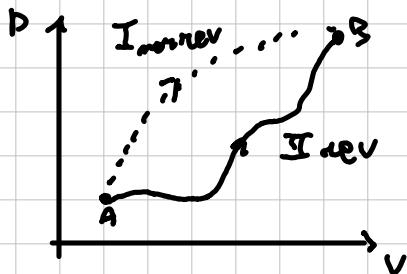
$$\delta S = \frac{dQ}{T} = \frac{\lambda dm}{T} \quad \Delta S = \frac{\lambda m}{T}$$

DIAGRAMMI T-S



Ocio che nel piano T-S non ci sono interpretazioni x moi rilevanti dell'area sotto alle curve! (nel piano pV corrisponde a W, qui no!)

TEOREMA DELL'ENTROPIA



Obliamo 2 trasformazioni,
reversibile e non

Per quello non reversibile vale

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

Poi

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} + \int_B^A \frac{dQ}{T} < 0 \Rightarrow \int_A^B \frac{dQ}{T} < \int_A^B \frac{dQ}{T} = \Delta S_{A \rightarrow B}$$

I II
irr rev

I II
irr rev

L'entropia è UNA FUNZIONE DI STATO, non
importa il percorso. $\Delta S_{A \rightarrow B}$ non dipende da
reversibilità o non della transfor.

Solo il CALCOLO non può essere fatto su irr.

Segue $\Delta S_{A \rightarrow B} > \int_A^B \frac{dQ}{T}$

I

$$\Delta S_{A \rightarrow B} \geq \int_A^B \frac{dQ}{T}$$

~~TEOREMA~~

= vale solo per le reversibili.

COROLARIO

→ con l'esterno

In sys isolato $dQ = 0$ quindi per qualsiasi trasf. da A a B

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} = 0 \quad (\text{tempo} \int_{A(t)}^{B(t+\Delta t)} \frac{dQ}{T} = 0)$$

OIC:
L'integr. vale 0, ma dal teorema sappiamo che $\Delta S \geq 0$

INDIPENDENTEMENTE DAL FATTO CHE I PROCESSI ALL'INTERNO SIANO REVERSIBILI O NENO.

Per questa situazione $\Delta S \geq 0 \Rightarrow S_B - S_A \geq 0$

$S(t+\Delta t) \rightarrow S(t) \geq 0$. Per un sys isolato,

l'entropia non può diminuire nel tempo.

È destinata solo ad aumentare.

Questo fa riflettere sul fatto che la termodinamica è sensibile al tempo, c'è differenza tra il prima e il dopo. In meccanica non ha reale importanza il verso del tempo, i fenomeni meccanici sono indistinguibili se "invertiti". Non è tanto il tempo a non aver senso, ma il suo verso non ha importanza.*

[$\text{TERMODIN} \rightarrow \text{MECCANICA STATISTICA}$]

$$S = k_B \ln[N]$$

→ numero di microstati compatibili con il macrostato

Sembra che l'universo tenda a stati più attuabili/attibuti/probabili.

* In termodinamico possiamo invece distinguere processi che avvengono in un certo senso del tempo, perché esiste una già che non è mai in ^{nighe} ~~cole~~ ~~allo~~ ~~tempo~~.

Tutto questo perché siamo partiti dall'osservazione che il calore fluisce SPONTANÉAMENTE solo in un verso preferenziale, più attuabile e probabile.

↓ in

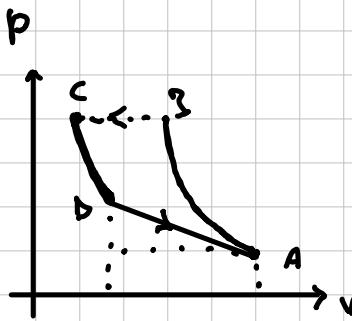
↓

ESERCIZI

① $n = 1 \text{ mol}$

$$C_V = \frac{3}{2}R$$

$$\gamma = 5/3$$



$$A: V_A = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3$$

$$T_A = 300 \text{ K}$$

$$P_A = \frac{m R T_A}{V_A}$$

ADIABATICA
RGV \rightarrow

$$B: V_B = 10^{-2} \text{ m}^3$$

$$P_3 = f_A \left(\frac{V_A}{V_B} \right)^\gamma = \\ = 3.98 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_B = \frac{P_A V_B}{m R}$$

$$C: T_C = 200 \text{ K} \xrightarrow{\text{ISOTERMICO}} D: T_D = T_C$$

$$P_C = P_B$$

$$V_C = \frac{m R T_C}{P_C}$$

$$V_D = 0,6 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3$$

$$P_D = 2,78 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

DA è rettilinea reversibile.

$P = P_0 + mV$ De A appartengono alla retta

Trovare Q, W in qui passaggio. Incluso lo scambio che avviene in BC.

$$\textcircled{AB} \quad Q_{AB} = 0$$

$$\Delta U_{AB} = -W_{AB}$$

$$= mc_v(T_B - T_A)$$

-5,80 kJ

$$\textcircled{BC} \quad Q_{BC} = \Delta U_{BC} + W_{BC} = mc_v(T_c - T_B) + p_c(V_c - V_B)$$

$$= mc_p(T_c - T_B)$$

$$W_{BC} = \frac{2}{3} Q_{BC} = -2,32 \text{ kJ}$$

$$\textcircled{CD} \quad \Delta U_{CD} = 0 \quad Q_{CD} = W_{CD} = mR(T_{CD}) \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right) = 0,59325$$

$$\textcircled{AD} \quad P = P_0 - \frac{P_A - P_D}{V_A - V_D} + \frac{P_A - P_D}{V_A - V_D} V = \alpha + \beta V$$

$$W_{DA} = \int_{V_D}^{V_A} P dV = (P_A + P_D) \frac{(V_A - V_D)}{2} = 2,82 \text{ kJ}$$

$$\Delta U_{D_A} = -(\Delta U_{A_B} + \Delta U_{B_C} + \Delta U_{C_D}) = 1,25 \text{ kJ}$$

$$Q_{DA} = \Delta U_{D_A} + W_{D_A} = 4,07 \text{ kJ}$$

Dunque

$$W_{\text{tot}} = -1,13 \text{ kJ} \quad Q_{\text{heat}} = -1,14 \text{ kJ}$$

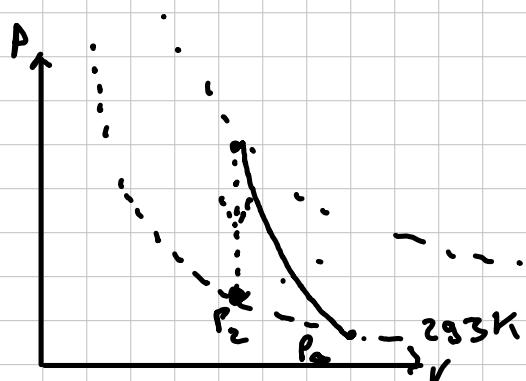
EJERCICIOS

$$\gamma = 1,4 = 7/5$$

$$P_0 = 1,013 \text{ bar}$$

$$V_0 = 10^{-2} \text{ m}^3$$

$$T_0 = 293 \text{ K}$$



$$P_1: V_1 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$P_1 = P_0 \left(\frac{V_0}{V_1} \right)^\gamma = 14,4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_1 = \frac{P_1 V_1}{m R}$$

$$P_2: T_2 = T_0 = 293 \text{ K}$$

$$V_2 = V_1$$

$$P_2 = \frac{m R T_2}{V_2}$$

$$P_{\text{max}} = ? = P_1 ; \quad T_{\text{max}} = ? = T_1 ; \quad P_{\text{final}} = P_2$$

$$\textcircled{1} \Delta S_{\text{gas}} = ? \quad \textcircled{3} E_{\text{nutzbar}} = ?$$

$$\textcircled{1} \Delta S_{\text{gas}} = \int_{P_0}^{P_2} \frac{dQ}{T} = \int_{P_0}^{P_2} \left(\frac{dQ}{T} \right)_{\text{rev}} =$$

rendende
arbeitende
maschine

$$= \frac{1}{T_0} n R T_0 \ln \left(\frac{V_2}{V_0} \right) = -6,56 \text{ J/K}$$

$$\textcircled{2} E_{\text{nutzbar.}} = \underset{\text{def}}{T_{\text{min}}} \cdot \Delta S_U \quad U = \text{universum}$$

$$\Delta S_U = \frac{E}{T_{\text{min}}} \xrightarrow{\text{G dissipatio}}$$

T_{min} : andro
processo

$$T_{\text{min}} = T_0 = 283 \text{ K}$$

$$\Delta S_U = \Delta S_{\text{gas} 0 \rightarrow 2} + \Delta S_{\text{amb} 0 \rightarrow 2}$$

$$\Delta S_{\text{amb} 0 \rightarrow 2} = \Delta S_{\text{amb} 1 \rightarrow 2} = \int_{P_1}^{P_2} \frac{dQ_{\text{amb}}}{T_{\text{amb}}} = \frac{1}{T_2} Q_{\text{amb} 1 \rightarrow 2}$$

$$= \frac{Q_{\text{gas} 1 \rightarrow 2}}{T_2} = - \frac{m c_V (T_2 - T_1)}{T_2} = q_1, q_2 \text{ J/K}$$

:-)
owO

$\Delta S_{\text{gas}} < 0 \rightarrow$ si è "ordinato"

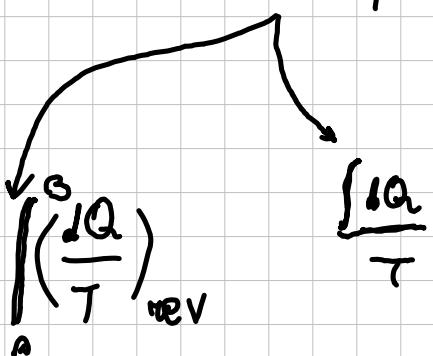
$\Delta S_{\text{amb}} > 0$

$$\Delta S_U = \Delta S_{\text{gas}} + \Delta S_{\text{amb}} = 3,23 \text{ J/K} > 0$$

$T_{\text{inut}} = 0,946 \text{ K}$ irrecuperabile

non è necessariamente ciò che abbiamo vogliato,
ma ciò che abbiamo perso

RÈGOLA: $dS = \frac{dQ}{T}$ VALE ANCHE X IRR. perché
supponiamo che T_{inut} sia costante
durante lo scambio dQ



Esercizi.

$V_0 P_0 T_0$	$V_0 P_0 T_0$
m	m
O_2	H_2

$$\left. \begin{array}{l} V_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \\ P_0 = 1 \text{ atm} \\ T_0 = 273,16 \text{ K} \end{array} \right\} \begin{array}{l} m=0,88 \text{ kg} \\ c_V = \frac{5}{2} R \\ \gamma = \frac{7}{5} \end{array}$$

(1) H_2 viene dato $Q_H = 2 \cdot 10^3 \text{ J}$

Libero il settore, che può scorrere ma non permette a O_2 e H_2 di mescolarsi.

① → 1 : immissione di Q_H

$$\text{soccorso: } Q_H = m c_V (T_1 - T_0) \Rightarrow T_1 = T_0 + \frac{Q_H}{m c_V}$$

1 → 2 : no scambi di calore

$$\Delta U_H = -W_H \quad \Delta U_0 = -W_0$$

$$W_H = -W_0 \Rightarrow \Delta U_H = -\Delta U_0$$

perché H_2 , che si espande fa lavoro che O_2 subisce

$$\textcircled{1} \quad m c_V (T_{H2} - T_{H1}) = -m c_V (T_{O2} - T_{O1})$$

$$\textcircled{2} \quad P_{H2} = \frac{m \rho T_{H2}}{V_{H2}} = \frac{m \rho T_{O2}}{V_{O2}} = P_{O2}$$

$$\textcircled{3} \quad \frac{P_{H_1} V_{H_1}^{\gamma}}{P_{O_1} V_{O_1}^{\gamma}} = \frac{P_{H_2} V_{H_2}^{\gamma}}{P_{O_2} V_{O_2}^{\gamma}}$$

$$\left| \begin{array}{l} T_{H_2} = 365,8K \\ V_{H_2} = 274 \cdot 10^{-3} m^3 \\ P_{H_2} = P_{O_2} = 12,12 kPa \\ T_{O_2} = 285,3K \\ V_{O_2} = 1,76 \cdot 10^{-3} m^3 \end{array} \right.$$

$$\textcircled{4} \quad V_{O_2} + V_{H_2} = 2V_0 \rightarrow \text{initial!}$$

$$2 \rightarrow 3: Q_{O_3} = -Q_{H_3}$$

$$W_0 + \Delta U_0 = - (W_H + \Delta U_H)$$

$$m c_v (\bar{T}_{O_3} - T_{O_2}) = - m c_v (\bar{T}_{H_3} - T_{H_2})$$

$$T_{O_3} = T_{H_3} = \bar{T}_3 = 327K$$



$$\begin{aligned} \Delta U &= \Delta U_H + \Delta U_O = m c_v (\bar{T}_{H_3} - \bar{T}_{H_0}) + m c_v (\bar{T}_{O_3} - \bar{T}_{O_0}) : \\ &= 2 m c_v (\bar{T}_3 - \bar{T}_0) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta S &= \Delta S_H + \Delta S_O = \int_0^3 \left(\frac{dQ}{T} \right)_{\text{isobaric}} + \int_0^3 \left(\frac{dQ}{T} \right)_{\text{adiabatic}} = \\ &= m c_v \ln \left(\frac{\bar{T}_3}{\bar{T}_0} \right) + m c_v \ln \left(\frac{\bar{T}_3}{\bar{T}_0} \right) = 2 m c_v \ln \left(\frac{\bar{T}_3}{\bar{T}_0} \right) = 3,48 J/K \end{aligned}$$