Primo Principio: stabilisce l'equivalenza tra L e Q.

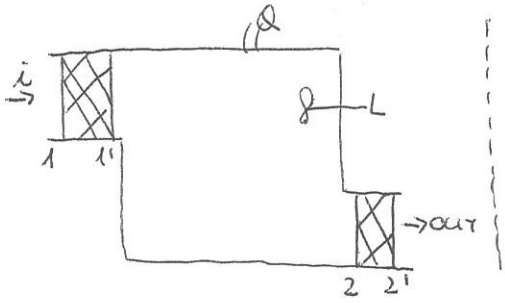
- Per 1 sistema chiuso: • $du = \delta q - \delta L = \delta q - p dv$

Con • Q ENTRANTE ed L USCENTE POSITIVI

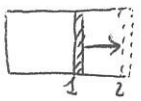
• Q USCENTE ed L ENTRANTE NEGATIVI

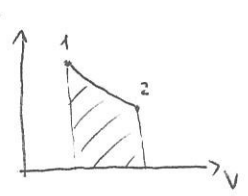
- Per 1 sistema aperto considero anche flussi in IN e OUT di massa. Supponendo di avere 1 sistema in cui entra massa, esce massa e ci sono scambi di Q ed L (non ho accumuli).

→ Prendiamo come esempio 1 pistone che fa un'espansione adiabatica;



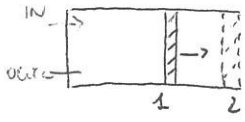
I° caso Pistone chiuso:





• Il Lavoro è l'integrale tra 1-2 dell'Area sottesa

II° caso Pistone in sistema aperto



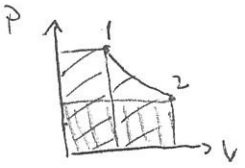
ho una valvola da cui può entrare massa; la apro entra min, chiudo la valvola, faccio l'exp adiabatica fino a 2

e poi ritorno alle condizioni iniziali aprendo un'altra valvola da cui uscirà mout. Il Lavoro complessivo allora sarà dato da;

$L_{TOT} = L_{IMMISSIONE} + L_{EXP} + L_{ESPULSIONE}$

• $L_{IMMISSIONE}$ = dovuto al fatto che entra una certa massa ed entrando fa entrare il pistone

Tale massa entra alla pressione P_1, quindi la sua immissione, che provoca uno spostamento del pistone (quindi lavoro) è un'espansione isobara



- compie un lavoro pari all'area in rosso

• $L_{ESPANSIONE}$ = dato dall'exp adiabatica vera e propria operata dal sistema il cui L è l'area tratteggiata in nero

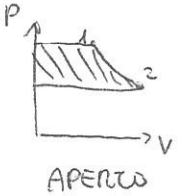
• $L_{ESPULSIONE}$ = devo tornare alle condizioni iniziali espellendo la massa mout a P_2 e questo è un lavoro che faccio io sul sistema, quindi è un L<0 ed è pari all'area a motivo

Quindi $L_{TOT\ S.APERTO} = -\int v\,dP$

$L_{TOT\ S.CHIUSO} = \int p\,dv$

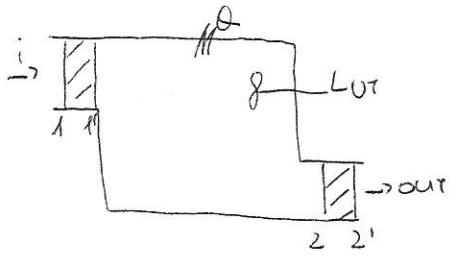


CHIUSO



APERTO

Dunque: in 1 sistema aperto del tipo devo considerare il mio volume di controllo costante, come se si spostasse semplicemente da 1-2 e 1'-2'



- $\delta u = \delta q - \delta L_{cor} = \delta q - (\delta L_{UT} + \delta(pV))$
- Definisco $dh = du + d(pV)$

$\delta L_{immissione} = -p_1 v_1$

$\delta L_{espulsione} = +p_2 v_2$

$$dh = \delta q - \delta L_{UT} = \delta q + v dp$$

- Ora se considero $\delta q = c\,dT$ Allora posso scrivere; considerando
  - per 1 S. APERTO: $\delta q = dh + \delta L = dh + pdv$
  - per 1 S. CHIUSO: $\delta q = du + \delta L = du + pdv$

che: per una trasformazione → ISOCORA $dv = 0 \Rightarrow c_v dT = du$

→ ISOBARA $dp = 0 \Rightarrow c_p dT = dh$

RELAZIONI di MAYER;

- Posto dalla definizione di Entalpia: $dh = du + d(pv) = du + pdV + Vdp$ (1)
- Dalla legge dei Gas Perfetti: $pV = RT \rightarrow PV = RT \rightarrow d(pV) = R\,dT$ (2)

Allora ⇒ $dh = du + R\,dT$ (3)

$dh = c_p dT$ $\quad du = c_v dT$ $\Rightarrow$ $c_p dT = c_v dT + RT \Rightarrow c_p = c_v + R$ (4)

RELAZIONE per ricavare γ per una trasformazione Adiabatica;

- $dQ = 0 = dL + dU = pdV + c_v dT \Rightarrow pdV = -c_v dT$ (1)
- Differenziando l'espressione dei Gas Perfetti:

$$pV = RT \rightarrow pdV + Vdp = R\,dT \Rightarrow dT = \frac{pdV + Vdp}{R} \quad (2)$$

- Quindi sostituendo le (2) in (1) ottengo che

$$pdV = -c_v\frac{(pdV + Vdp)}{R} = -\frac{pdV + Vdp}{\gamma - 1} \quad \text{con} \begin{cases} \gamma = \frac{c_p}{c_v} & (3) \\ R = c_p - c_v \end{cases}$$

- Quindi $\frac{c_v}{R} = \gamma - 1$ → sviluppando ottengo

$$(\gamma - 1)(pdV) = -pdV - Vdp \Rightarrow \gamma \cdot pdV = -Vdp \rightarrow \gamma\frac{dV}{V} = -\frac{dp}{p} \Rightarrow pV^{\gamma} = \text{costante} \quad (4)$$

master COPY COPISTERIA

- Calore specifico nelle politropiche; oltre che il c.s. ai trasformazioni a V cost (c_v) o/e a P cost (c_p) possiamo considerare una generica trasformazione

→ In generale $c = \frac{dq}{dT}$ dove $dq = dU - dL \Rightarrow c = \frac{dU - dL}{dT}$

ossia $c = c_v - \frac{pdV}{dT}$ (1)

→ Differenzio l'eq. dei gas ideali ⇒ • $pV = RT \Rightarrow pdV + Vdp = RT \Rightarrow pdV = RdT - Vdp$

→ Considero una generica trasf. politropica ⇒ • $pV^n = cost \overset{\text{differenzio}}{\Rightarrow} V^n dp + n p V^{n-1} dV = 0 \Rightarrow dp = -n\frac{p}{V}dV$

Semplifico e ottengo $pdV = RdT + npdV \Rightarrow pdV = \frac{R}{1-n}dT$ (considerando $\begin{cases} R = c_p - c_v \\ \gamma = \frac{c_p}{c_v} \end{cases}$)

$$\Rightarrow \left[c = c_v - \frac{R}{1-n} \overset{\text{oppure}}{\Rightarrow} c = c_v \frac{\gamma - n}{1-n} \overset{\text{oppure}}{\Rightarrow} n = \frac{c - c_p}{c - c_v} \right]$$

Quindi se prendiamo a riferimento $\left[c = c_v \frac{\gamma - n}{1-n} \right]$, $pV^n = cost$

- se $n = 0 \rightarrow p = cost$ (isobara) quindi $c = c_p$
- se $n = 1 \rightarrow pV = cost$ (isoterma) quindi $c = \infty$ (cedo calore ma la T non cambia, quindi è come se la capacità termica del mio sistema fosse ∞).
- se $n = \pm\infty \rightarrow V = cost$ (isocora) quindi $c = c_v$
- se $n = \gamma \rightarrow pV^\gamma = cost$ (adiabatica) quindi $c = 0$



- Per $1 < n < k$ ho calore specifico negativo. Cosa vuol dire? Accade ad esempio se ai 1 processo sto estraendo più lavoro di quanto calore sto cedendo al fluido quindi complessivamente è come se il fluido si raffreddasse; quindi cedo calore però si raffredda, quindi è come se stessi scaldando il fluido che si sta espandendo. Fornisco Q ma T↓.

Dunque una TRASFORMAZIONE POLITROPICA è una trasformazione REVERSIBILE che unisce lo stato iniziale e finale di una trasformazione reale indipendentemente dalla sua complessità

- Rendimento di una macchina termica;

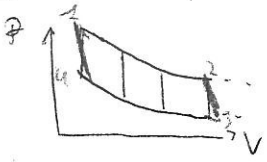
$$\eta = \frac{L}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2} \qquad \text{dove} \begin{cases} Q_2 = Q_{ass} \\ Q_1 = Q_{disp} \end{cases}$$

La macchina che minimizza in assoluto la dispersione Q_1 è quella reversibile di Carnot il cui rendimento è il max possibile;

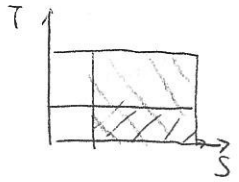
$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

- trasformazioni reversibili
- scambi di Q infinitesimi
- 2 adiabatiche e 2 isotermiche
- utilizza 2 sorgenti a T_1 e T_2 con T_1 e T_2 diverse infinitesimamente.

Il η_{Carnot} non dipende dal Q scambiato ma dalle Temperature a cui viene scambiato, quindi essendo il ciclo di Carnot un ciclo tra 2 isoterme e 2 adiabatiche se le isoterme sono fissate (quindi T_1 e T_2 sono fissate); tutti i cicli tra quelle 2 isoterme, indipendentemente dalle Pressioni a cui vi trovano hanno lo stesso η



Entropia (q1 - q2 - q3)



- ciclo di Carnot con 1 T-S, Q scambiato alla Sorgente a Tcalda quello in motivo. Il Q scambiato con la sorgente a T bassa è quello in ritorno

---

DIVERGENZA DELLE ISOBARE (utile x il ciclo Joule)

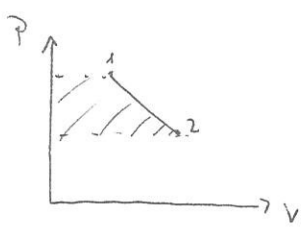
- Dalla def. di entropia + il I° principio $ds = c_p \frac{dT}{T} - R\frac{dp}{p}$
- Per un'isobara $dp = 0 \Rightarrow$ la pendenza cresce all'aumentare di T;

$$\left| \frac{dT}{ds} \right|_{p=cost} = \frac{T}{c_p}$$

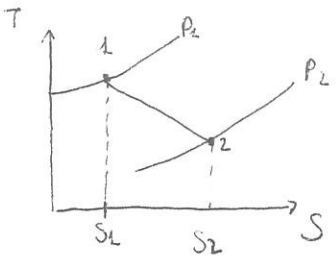
LAVORO LUNGO UN'ADIABATICA

Se devo eseguire un'espansione o una compressione adiabatica, quanto vale L?

→ Da un grafico P-V direi:



→ Da un T-S:

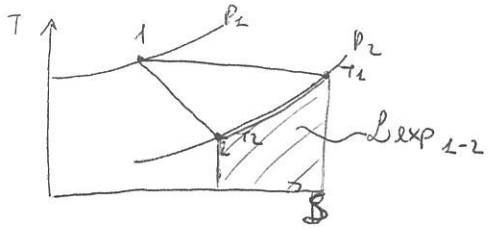


$P_1 > P_2$

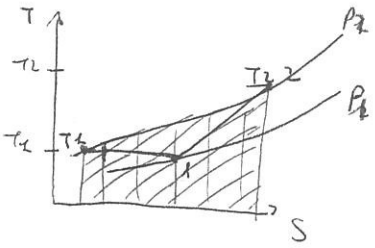
$L_{1-2} = h_1 - h_2$ dove $h = c_p T \Rightarrow L_{1-2} = h_1 - h_2 = c_p(T_1 - T_2)$

ed è proprio la quantità di Q trasferita lungo un'isobara tra le T_1 e T_2 :

Quindi se vado dal punto 1 a 2 :



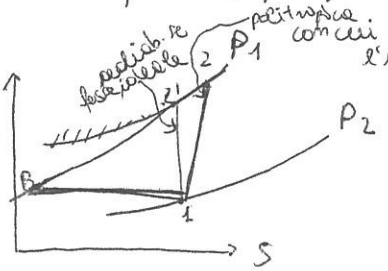
Se ho compressione:



$L_{12} = c_p(T_2 - T_1)$

questo è vero perché l'espressione $c_p(T_1 - T_2)$ equivale a quella del calore scambiato lungo un'isobara che avviene fra le stesse $T_{iniziale}$ e T_{finale} dell'adiabatica.

Quindi se voglio rappresentare un'exp o compress. adiabatica in 1 T-S. Se la trasf. è reale non posso rappresentarla, quindi per potermi in qualche modo riportare sul grafico, l'assimilo a una politropica che decorre dallo stesso punto 1 allo stesso punto 2, ossia tra gli stessi estremi tra cui decorre l'adiabatica Reale. Vado a supporre dunque che tale politropica sia una trasformazione reversibile in cui il calore generato dagli attriti, che renderebbe irreversibile la trasformazione, sia ceduto in modo reversibile al fluido dall'esterno.



- Il punto 2' rappresenta dove avrei arrivato se la trasformazione fosse stata un'adiabatica reversibile isoentropica; quindi avrei comunque arrivato alla P_2 ma con una trasf. ideale.
- Il punto B rappresenta il punto di arrivo (arrivo sempre a P_2) ma con un'altra trasformazione ancora; ossia l'isoterma