Macchine a fluido

Possono essere classificate in base al fluido di lavoro:

- macchine idrauliche se fluido incomprimibile
- macchine termiche se fluido comprimibile.

Un'altra distinzione può essere fatta in base al "flusso energetico":

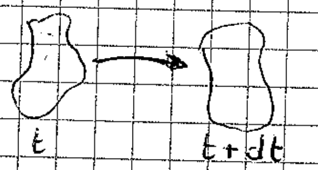
- macchine motrici che producono lavoro
- macchine operatrici agiscono sul fluido e hanno bisogno di ricevere energia (esempio pompe)

Altra distinzione è in base alla modalità di scambio di lavoro fra parti mobili e fisse in

- macchine volumetriche (alternative e rotative)
- macchine dinamiche (assiali e radiali)

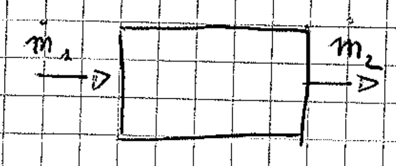
Richiami di termodinamica

<u>Un sistema termodinamico</u> è una quantità di spazio di materia che viene studiato nel tempo.



Un caso particolare è il sistema omogeneo cioè tutte le particelle del sistema hanno lo stesso stato termodinamico.

Un altro tipo di sistema termodinamico riguarda il volume di controllo (le particelle non sono sempre le stesse, ma si ha scambio di materia con l'esterno).



Un caso particolare è il caso stazionario cioè le condizioni sono costanti nel tempo ($m_1 = m_2$).

<u>I parametri termodinamici</u> sono divisi in parametri esterni ed interni. I parametri esterni sono le coordinate spaziali. I parametri interni si dividono in chimici e fisici. I chimici non ci interessano particolarmente.
I parametri fisici che ci interessano sono T, p e ρ (temperatura, pressione e densità)

<u>Equazione di stato dei gas perfetti</u>. Il gas perfetto può essere ideale ($c_p = c_v$) oppure quasi ideale in cui c_p e c_v sono funzione della temperatura.
La legge di stato è

$$PV = RT$$

con $P: [N/m^2]$ $v: [m^3/kg]$ $R\ [J/(kg\,K)]$ $T\ [K]$.

R è la costante di elasticità del gas $R = \dfrac{\mathcal{R} = 8314\ [J/(kmol\,K)]}{\mu\ [kg/kmol]}$

per l'aria $\mu = 29\ \dfrac{kg}{kmol} \Rightarrow R = 287\ \dfrac{J}{kg\,K}$

Legge di Evoluzione del gas ideale

Legge politropica: $p v^m$ = costante m = costante

cioè tutto il calore fornito al sistema $dQ_{tot}\ [J/kg]$ finisce in calore esterno dQ_e e lavoro di attrito per forze viscose dL_w

$$dQ_{TOT} = dQ_e + dL_w = c\,dT \qquad c: \text{calore specifico è costante}$$

le evoluzioni politropiche più usate sono

Tipo evoluzione	m	c	
isocora (v = costante)	$\pm\infty$	c_v	$v p^{1/m}$ = cost
isobara (p = costante)	0	c_p	$v^m p$ = cost
isoterma (T = costante)	1	$\pm\infty$	$pv = RT$ = cost
isoentropica (s = costante) è adiabatica reversibile ($dQ_e = 0$ $dL_w = 0$)	$k = \dfrac{c_p}{c_v}$ aria $k = 1{,}4$	0	$dQ_e + dL_w = c\,dT$
politropica	cost	cost	

Per l'equazione di Meyer $R = c_p - c_v$. Inoltre $m = \dfrac{c_p - c}{c_v - c}$.

Ne segue che $c = \dfrac{m-k}{m-1} c_v$

Diagramma T-S

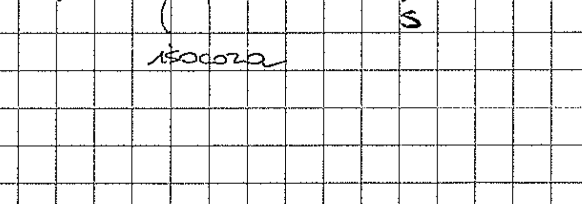
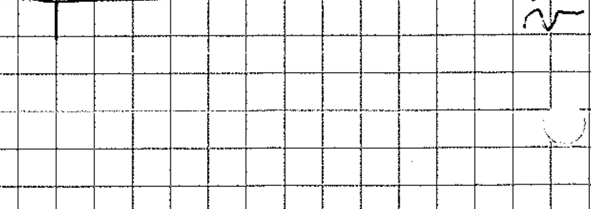
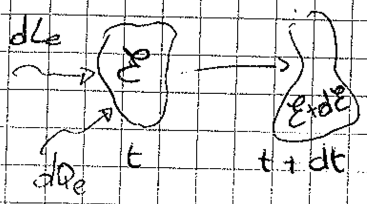


Diagramma P-V (Clapeyron)



I° principio della termodinamica

Punto di vista lagrangiano: si riferisce ad una porzione di materia che evolve nel tempo.



$$dQ_e + dL_e = d\mathcal{E}$$

$$d\mathcal{E} = \int_M \left(dU + dE_c + dE_{gr} + dE_{cf} + \dots \right) dm$$

Ricordiamo che $E_{CF} = -\frac{u^2}{2}$ energia campo forze centrifugo (u velocità rotazione intorno ad un asse)

$E_{gr} = g z$ energia campo forze gravitazionale

$E_c = \frac{c^2}{2}$ energia cinetica (c velocità)

$U = c_v T$ energia interna

Se il sistema è omogeneo allora

$$dQ_e + dL_e = M \left(dU + dE_c + dE_{gr} + dE_{cf} \right) \qquad [J]$$

$$dq_e + dl_e = dU + dE_c + dE_{gr} + dE_{cf} + \dots \qquad [J/kg]$$

Se consideriamo l'intervallo di tempo [1-2]

$$Q_e + L_e = \Delta_{12}(U) + \Delta E_c + \Delta E_{gr} + \Delta E_{cf}$$

Nota: qualunque sia l'evoluzione da 1 a 2 Q_e e L_e cambiano a seconda dell'evoluzione, mentre le grandezze a destra dell'uguale dipendono solo dallo stato iniziale e da quello finale.

Possiamo quindi scrivere il 1° principio in forma lagrangiana mediante 2 formule:

① $dq_e + dl_e = dU + dE_c + dE_{gr} + dE_{CF}$

② $dl_e = -p\,dv + dE_c + dE_{gr} + dE_{cf} + dL_w$

se sottraiamo ① - ② otteniamo

③ $dq_e + dl_w = dU + p\,dv$

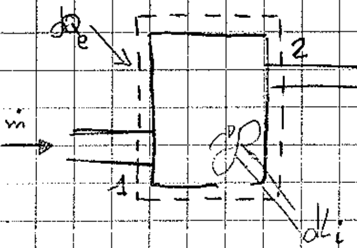
Definiamo entalpia $i = U + pv$ quindi

$$di = du + p\,dv + v\,dp$$

Dalla ③ possiamo sostituire e otteniamo

$$dq_e + dl_w = di - v\,dp$$

Punto di vista euleriano (o forma locale): prende in considerazione una porzione di spazio ben definita



dopo dt avrò una quantità di massa dM_1 entrante e dM_2 uscente. Il lavoro di dM_1 è verso l'interno, mentre quello di dM_2 è verso l'esterno.

$$dL_e = dL_i + p_1\,dV_1 - p_2\,dV_2$$

$$dQ_e + dL_e = dU + dE_{c,cf,gr}$$

$dM_1 = dM_2 = dM$ perché $\dot m_1 = \dot m_2 = \dot m$

$$dQ_e + dL_e = dM\left[(U_2 - U_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1)\right]$$ supponiamo che il volume sia fermo ($u = 0$)

$$dQ_e + dL_i + p_1\,dV_1 - p_2\,dV_2 = dM\left[(U_2 - U_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1)\right]$$

$$dQ_e + dL_i = dM\left[\underbrace{(U_2 - U_1) - (p_2 v_2 - p_1 v_1)}_{i_2 - i_1} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1)\right]$$

$$dq_e + dl_i = i_2 - i_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1)$$

Si può ~~scrivere~~ scrivere il principio in queste forme

(1) $$dq_e + dl_i = i_2 - i_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1)$$

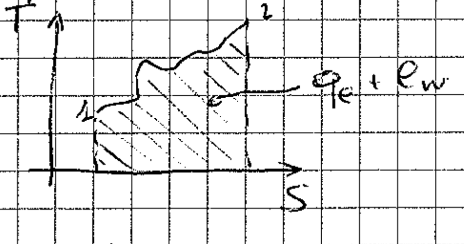
(2) $$L_i = \int_1^2 v\,dp + \Delta E_{c,gr,cf} + l_w$$

sottraendo (2) e (1) si ottiene

$$q_e + l_w = \Delta i - \int_1^2 v\,dp$$

II principio della termodinamica

$$dq_e + dl_w = T\,dS$$



$$dq_e + dl_w = dU + p\,dv = T\,ds$$

$$ds = \frac{dU + p\,dv}{T} =$$

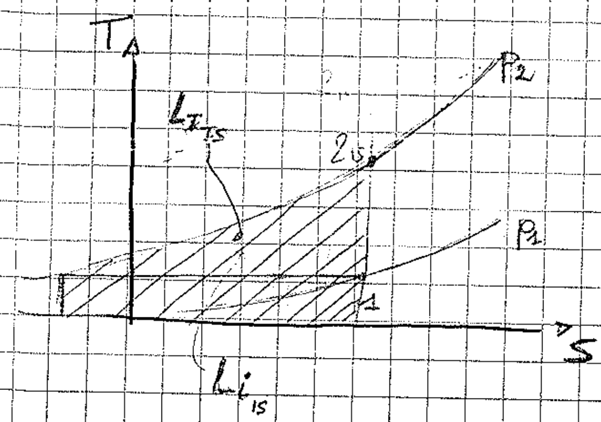
poiché $dU = c_v\,dT$ e $pv = RT$ otteniamo che

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \quad \text{quindi}$$

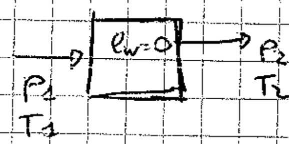
$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + \int_1^2 R \frac{dv}{v} =$$

$$= c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

Turbocompressore



Caso ideale $q_e = 0$ $\quad l_i \neq 0$

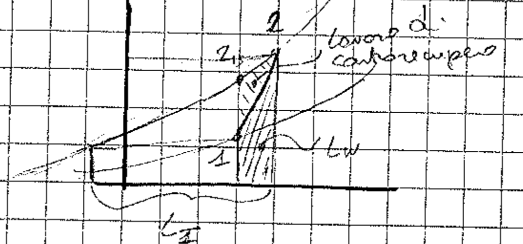


supponiamo che $c_2 = c_1$, $\Delta c_g = 0$

$$\underbrace{\cancel{q_e}}_{=0} + l_{i_{is}} = \Delta i = c_p (T_{2_{is}} - T_1)$$

$$L_{i_{is}} = c_p \left[T_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]$$

$$\underbrace{d\cancel{q_e}}_{=0} + dl_w = T ds \quad \text{se } L_w > 0 \text{ allora } ds > 0$$



$$\underbrace{\cancel{q_e}}_{=0} + l_i = c_p (T_2 - T_1) =$$

$$= c_p \left[T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \right] = l_{I_{is}} + L_w + L_{CR}$$

Lavoro di contro recupero

$$q_e + l_w = c (T_2 - T_1)$$

$$c = c_v \frac{m-k}{m-1}$$

$$L_i = \int_1^2 v\,dp + L_w \qquad v = \frac{p_1^{\frac{1}{n}} v_1}{p^{\frac{1}{n}}}$$

$$\int_1^2 v\,dp = \frac{m}{m-1} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

Metodi per fornire l'irreversibilità: posso fornire m, c, o ~~col~~ rendimenti:

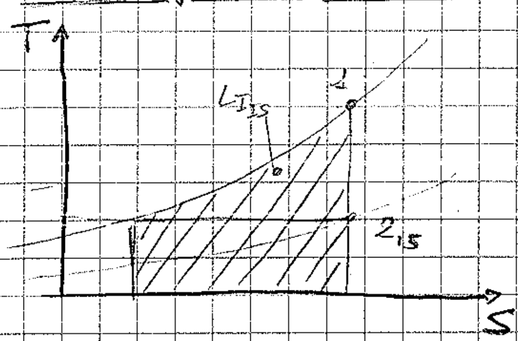
$$\eta_c \triangleq \frac{L_{is}}{L_I} = \frac{\cancel{c_p} \cancel{T_1} \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1\right)}{\cancel{c_p} \cancel{T_1} \left(\beta^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)} \quad \text{rendimento isoentropico}$$

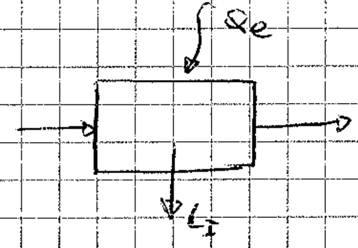
$$\eta_{yc} \triangleq \frac{L_I - L_w}{L_I} \quad \text{rendimento idraulico}$$

$$\eta_{yc} = \frac{\frac{m}{m-1} R \cancel{T_1} \cancel{\left(\beta^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)}}{c_p \cancel{T_1} \cancel{\left(\beta^{\frac{m-1}{m}} - 1\right)}} = \frac{\frac{m}{m-1}}{\frac{k}{k-1}}$$

$R = c_p - c_v \quad k = c_p / c_v \implies c_p = \frac{k}{k-1} R$

Turboespansore (turbina)



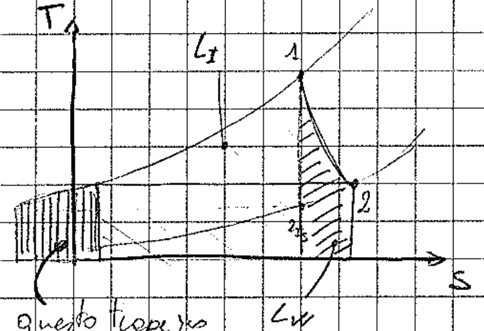


$$q_e - l_I = c_p (T_2 - T_1)$$

caso isoentropico

$$l_{i_{is}} = c_p (T_{2is} - T_1) = c_p T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

caso irreversibile $L_w > 0$



questo trapezio è uguale a quello sotto $2 - 2_{is}$

$$l_I = c_p T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}} \right]$$

L'area di $1\,2\,2_{is}$ è lavoro di recupero (L_R)

$$l_I = l_{I_{is}} - L_w + L_R$$

$\eta_T \hat{=} \frac{L_I}{L_{Is}}$ rendimento isentropico turbina

$$\eta_{yT} \hat{=} \frac{L_I}{L_I + L_w} = \frac{\frac{k}{k-1}}{\frac{m}{m-1}}$$