NUMERO: 1461A - ANNO: 2015

A P P U N T I

STUDENTE: Vargiu

MATERIA: Fondamenti di Macchine. Prof.D'Ambrosio

FONDAMENTI DI MACCHINE

Macchina a fluido: è un sistema atto a convertire energia in cui la conversione avviene per mezzo di forze applicate ad un fluido interposto tra gli organi meccanici della macchina.

Il fluido può essere INCOMPRESSIBILE (liquido, in cui la ρ rimane costante durante il funzionamento) o COMPRESSIBILE (gas, vapore, in cui la ρ NON rimane costante).

Le macchine possono essere classificate in base:
(1) - alla funzione (o alla direzione di trasferimento di energia);
(2) - alla natura del fluido;
(3) - al principio di funzionamento.

(1) In base alla FUNZIONE la macchina può essere:
- MOTRICE, converte energia primaria in energia meccanica;
- OPERATRICE, trasforma energia meccanica in un'altra forma di energia (cinetica, potenziale, di pressione ecc).

• ENERGIA PRIMARIA: energia reperibile in natura che non è stata soggetta a nessun processo di trasformazione. Può essere rinnovabile o non rinnovabile:

- FONTI NON RINNOVABILI →
  - energia chimica nei combustibili → carbone, petrolio, gas naturale
  - energia idraulica potenziale
  - energia nucleare in combustibile nucleare → da fissione, da fusione
- FONTI RINNOVABILI →
  - geotermica (energia immagazzinata nella crosta terrestre che scalda l'acqua generando vapore)
  - solare (energia termica raggiante emessa dal sole)
  - eolica (energia cinetica del vento)
  - maree

(2) In base alla natura del fluido la macchina può essere:
- IDRAULICA, il fluido può essere considerato incompressibile, quindi con densità (ρ) quasi costante e i fenomeni termici presenti non influiscono sul lavoro scambiato tra macchina e fluido (sono trascurabili i fenomeni termici)
- TERMICA, il fluido è comprimibile quindi la variazione di densità (ρ) deve essere tenuta in conto durante il processo e i fenomeni termici possono essere rilevanti durante i processi di conversione dell'energia e quindi influire sull'entità del lavoro scambiato.

→ Le interazioni energetiche tra sistema ed esterno avvengono tramite scambi di calore e lavoro tra sistema ed esterno.

• Proprietà del sistema: sono delle grandezze osservabili (misurabili) che servono a definire lo stato del sistema.
⇒ Il valore delle proprietà è sempre lo stesso quando il sistema è riportato nelle stesse condizioni indipendentemente dalla trasformazione seguita per riportarlo in quelle condizioni.

→ Le proprietà si dividono in:

- INTENSIVE, sono indipendenti dalla massa del sistema (p, T, v, ρ) → $v = \frac{1}{\rho}$
- ESTENSIVE, dipendono dalla massa (E_c, V)

⇒ Lo stato interno di un sistema omogeneo e chimicamente ben definito è identificato da due grandezze (proprietà) che possono essere scelte tra p, T, ρ (o v).

→ Il numero di grandezze è legato dalla REGOLA DI GIBBS in cui il numero di variabili necessarie ad identificare il sistema (V) è:

$$V = C - F + 2$$

C: n° di componenti chimici indipendenti

F: fasi: porzioni di materia con stesse proprietà macroscopiche

Esempi:

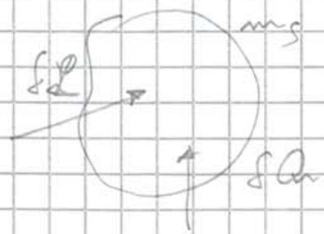
- Aria allo stato gassoso: $V = 1 - 1 + 2 = 2$ (aria; fase aeriforme) → p, T; T, ρ; p, ρ

- Ghiaccio che si liquefa: $V = 1 - 2 + 2 = 1$ (sono sulla curva limite) (acqua; solido + liquido)

⇒ Lo stato esterno del sistema è identificato dalle coordinate spaziali delle particelle del sistema, e dalle velocità in funzione del tempo:

$$x, y, t \rightarrow c(t) = \text{velocità}$$

- I Principio:



Il sistema chiuso sta ricevendo calore e lavoro.
La quantità di calore e la quantità di lavoro che il sistema riceve dall'esterno è utilizzato per aumentare l'energia del sistema.

$$\boxed{\delta Q + \delta \mathcal{L} = d\mathcal{E}} \rightarrow \text{I PRINCIPIO}$$

$Q > 0$ esterno → sistema (cioè se il sistema riceve calore)
$\mathcal{L} > 0$ esterno → sistema (cioè se ~~il sistema~~ l'esterno compie lavoro sul sistema)

Si può scrivere anche in termini di grandezze intensive (cioè relative all'unità di massa):

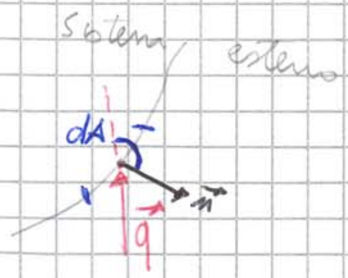
$$\delta Q + \delta L = dE \qquad \text{dove } E = \text{energia massica del sistema}$$

NB: Possiamo descrivere queste grandezze anche in termini di potenze e flussi:

$$\dot{Q} = \frac{\delta Q}{dt} \qquad \dot{\mathcal{L}} = \frac{\delta \mathcal{L}}{dt} \Rightarrow \boxed{\dot{Q} + \dot{\mathcal{L}} = \frac{d\mathcal{E}}{dt}}$$

NB: Con il termine δ intendiamo GRANDEZZE INFINITESIME, cioè che dipendono dalla trasformazione.
Mentre con d si intende un DIFFERENZIALE ESATTO, ovvero la grandezza non è influenzata dalla trasformazione, ma solo dallo stato iniziale e finale.

Considero un'area infinitesima sulla linea di contorno tra il sistema e l'esterno:



Se $\vec{q}$ è il calore scambiato tra esterno e sistema in dA si può scrivere:

$$\boxed{\dot{Q} = \int_A -\vec{q}\cdot\vec{n}\, dA}$$

→ se l'esterno cede calore al sistema $Q > 0$

$Q>0$ vuol dire che il prolungamento di $\vec{q}$ forma con $\vec{n}$ un angolo maggiore di 90°.

- L'energia del sistema ($\mathcal{E}$) è somma di più contributi:

$$\mathcal{E} = \mathcal{U} + \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_g + \mathcal{E}_\omega$$

energia interna — cinetica — potenziale — energia del campo delle forze centrifughe

- $\mathcal{U} = \int_m U \, dm = \int_V U \rho \, dV$

U = energia interna massica: è somma di 2 contributi:
- uno legato alla temperatura e allo stato di agitazione delle molecole;
- uno dovuto ai legami chimici

$$U = U_t + U_{ch}$$

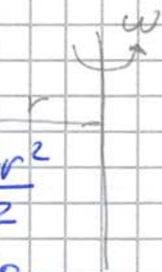
- $\mathcal{E}_c = \int_m E_c \, dm = \int_V E_c \rho \, dV$ $\qquad E_c = \frac{1}{2} v^2$
- $\mathcal{E}_g = \int_m E_g \, dm = \int_V E_g \rho \, dV$ $\qquad E_g = g \cdot z$

- $\mathcal{E}_\omega$ = è un'energia apparente. Esiste solo quando considero lo studio del sistema con un riferimento non inerziale

Sistema di riferimento fisso → è un sistema inerziale

Sistema di riferimento rotante con l'asse della macchina → è un sistema NON inerziale

$$\mathcal{E}_\omega = \int_m E_\omega \, dm = \int_V E_\omega \rho \, dV$$



$$E_\omega = \int_0^r -\omega^2 r \, dr = -\frac{\omega^2 r^2}{2}$$

$\omega^2 r$ = acc. centrifuga

⇒ $\delta Q + \delta L = d\mathcal{E}$

→ integro tra t_1 e t_2 il sistema che subisce una determinata trasformazione e ottengo:

$$Q + L = \Delta \mathcal{E}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} Q + \mathcal{L} = \Delta \mathcal{U} + \Delta \mathcal{E}_c + \Delta \mathcal{E}_g + \Delta \mathcal{E}_\omega & \text{(forma estensiva)} \\ Q + L = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_g + \Delta E_\omega & \text{(forma intensiva)} \end{cases}$$

In termini differenziali:
$$\delta Q + \delta L = dU + dE_c + dE_g + dE_\omega$$
$$\delta Q + \delta \mathcal{L} = d\mathcal{U} + d\mathcal{E}_c + d\mathcal{E}_g + d\mathcal{E}_\omega$$

$$\frac{m_s(t_0+dt)-m_s(t_0)}{dt} = \frac{m(t_0+dt)-m(t_0)+dm_2-dm_1}{dt}$$

Considerando il limite di $t \to 0$:

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{\partial m}{\partial t} + \dot{m}_2 - \dot{m}_1$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{dm_s}{dt} = \frac{\partial m}{\partial t} + \Sigma_j \dot{m}_j}$$

$\dot{m}_j > 0$ se uscente

$\dot{m}_j < 0$ se ENTRANTE

derivata sostanziale

derivata locale / derivata rispetto al tempo mantenendo fisso lo spazio e considerando le variazioni rispetto al tempo

Eq. conservazione portata nei sistemi aperti:

La variazione di massa del sistema è pari alla variazione del volume di controllo più la variazione del flusso netto più la variazione del flusso netto

Ma m_s = costante, quindi:

$$\frac{dm_s}{dt} = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial m}{\partial t} + \Sigma_j \dot{m}_j = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho\, dV + \int_A \rho\, \vec{c}\cdot\vec{n}\, dA = 0$$

→ Eq. di conservazione della massa per sistemi aperti

↓

la variazione di massa all'interno del volume di controllo è pari alla differenza di quello che entra ed esce dal sistema.

Posso semplificare considerando:

(1) – moto permanente → $\partial/\partial t = 0$

(2) – " unidimensionale

(3) – 1 in 1 out

$$\rightarrow \underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho\, dV}_{=0} + \int_A \rho\, \vec{c}\,\vec{n}\, dA = 0$$

$$\int_{A_1} \rho\, \vec{c}\,\vec{n}\, dA + \int_{A_2} \rho\, \vec{c}\,\vec{n}\, dA + \underbrace{\int_{A\,lat} \rho\, \vec{c}\,\vec{n}\, dA}_{=0 \text{ perché } \vec{c} \perp \vec{n} \to \vec{c}\cdot\vec{n} = 0} = 0$$

Se $\mathring{\mathcal{L}}_i$ è il lavoro tecnico fornito dalle parti mobili della turbomacchina al mio fluido, si ha:

$$\mathring{\mathcal{L}} = \mathring{\mathcal{L}}_i + \int_{A_1+A_2+A_{lat}} \vec{f}\cdot\vec{c}\, dA = \mathring{\mathcal{L}}_i + \int_{A_1} \vec{f}\,\vec{c}\, dA + \int_{A_2} \vec{f}\,\vec{c}\, dA + \int_{A_{lat}} \vec{f}\cdot\vec{c}\, dA =$$

$$= \mathring{\mathcal{L}}_i + \int_{A_1} (-p\vec{n} + \cancel{f\vec{t}_1})\cdot\vec{c}\, dA + \int_{A_2} (-p\vec{n}_2 + \cancel{f\vec{t}_2})\,\vec{c}\, dA + \cancel{\int_{A_{lat}} (-p\,\vec{n}_{lat} + f\vec{t})\,\vec{c}\, dA}$$

$= 0$ perché Area laterale $p \perp \vec{n}$

Considero: - trascurabile il contributo delle forze tangenziali
- moto unidimensionale

$$\Rightarrow \mathring{\mathcal{L}} = \mathring{\mathcal{L}}_i - p_1(-c_1)A_1 - p_2 c_2 A_2$$

$$\begin{cases} \mathring{\mathcal{L}} = \mathring{\mathcal{L}}_i + p_1 \dfrac{ds_1 A_1}{dt} - p_2 \dfrac{ds_2}{dt} A_2 = \\ \rho = \dfrac{dm}{dV} \qquad \rightarrow = \mathring{\mathcal{L}}_i + p_1 v_1 \dfrac{dm_1}{dt} - p_2 v_2 \dfrac{dm_2}{dt} \\ v = \dfrac{dV}{dm} \qquad \rightarrow = \mathring{\mathcal{L}}_i + p_1 v_1\, d\mathring{m}_1 - p_2 v_2\, d\mathring{m}_2 \end{cases}$$

($ds_1 A_1 = dV_1$)

$$\Downarrow$$

$$\mathring{Q} + \mathring{\mathcal{L}} + \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \Sigma_j \mathring{\mathcal{E}}_j$$

$$\Sigma_j \mathring{\mathcal{E}}_j = \int_A \rho E \vec{c}\,\vec{n}\, dA = \int_{A_1} + \int_{A_2} + \underbrace{\int_{A_{lat}} \rho E \vec{c}\,\vec{n}\, dA}_{=0 \text{ perché } \vec{n} \perp \vec{c}} \rightarrow$$

→ considerando moto unidimensionale →

$$\rightarrow \rho_1 E_1(-c_1)A_1 + \rho_2 E_2 c_2 A_2 = -\mathring{m}_1 E_1 + \mathring{m}_2 E_2 = \Sigma_j \mathring{\mathcal{E}}_j$$

$$\Rightarrow \mathring{Q} + \mathring{\mathcal{L}}_i + p_1 v_1 \mathring{m}_1 - p_2 v_2 \mathring{m}_2 = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} - \mathring{m}_1 E_1 + \mathring{m}_2 E_2$$

$$\mathring{Q} + \mathring{\mathcal{L}}_i = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \mathring{m}_2(E_2 + p_2 v_2) - \mathring{m}_1(E_1 + p_1 v_1)$$

La somma di $E + pv$ vale:

$$E + pv = \underbrace{U + E_c + E_g + pv}$$

$$U + pv = i = \text{ENTALPIA}$$

~~$i = U + pv = $ ENTALPIA~~

Posso definire E_f = energia della corrente fluida:

$$E_f = i + E_c + E_g = i + \frac{c^2}{2} + gz \quad \rightarrow \mathcal{E}_{f_j} = \mathring{m}_j \cdot E_{f_j}$$

Esempio: Trasformazione ideale reversibile

$$\delta L = -p\,dv$$

>0 perché compiuto da esterno a sistema

Utilizzo il teorema della conservazione dell'energia meccanica:

$$(1)\quad \delta L = -p\,dv + dE_c + dE_g + \delta L_w$$

→ Nel caso reale è un termine che tiene conto degli attriti all'interno del fluido e si trovano se il fluido non è ideale (particelle di fluido si oppongono al moto).

Per I principio lagrangiano:

$$(2)\quad \delta Q + \delta L = dU + dE_c + dE_g$$

Da (1) e (2): $\delta Q - p\,dv + \cancel{dE_c} + \cancel{dE_g} + \delta L_w = dU + \cancel{dE_c} + \cancel{dE_g}$

$$\underbrace{\delta Q}_{\text{calore scambiato tra sistema ed esterno in modo reversibile}} + \underbrace{\delta L_w}_{\text{calore legato alla viscosità}} = dU + p\,dv = di - v\,dp$$

Perché $i = U + pv$

$di = dU + d(pv) = dU + p\,dv + v\,dp$

Integro tra t_1 e t_2 (Formulazione sostanziale)

$$\Rightarrow Q + L_w = \Delta i - \int_1^2 v\,dp$$

Δi: differenza di entalpia di dm valutato in 2 al tempo 2 e dm valutato in 1 al tempo 1

(Formulazione locale)
- moto permanente
- " unidimensionale
- 1 in e 1 out

$$Q + L = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_g$$

Δ: proprietà (a fine moto) in 2 meno proprietà in 1

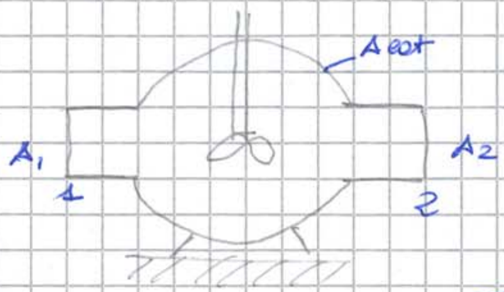
$$\Rightarrow \boxed{L = \int_1^2 v\,dp + \Delta E_c + \Delta E_g + L_w}$$

→ TEOREMA DI BERNOULLI GENERALIZZATO

$$\Rightarrow \quad \vec R = \frac{d\vec J_s}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho \vec c\, dV + \int_A \vec c\, \underbrace{\rho\, \vec c \cdot \vec n\, dA}_{\dot m}$$

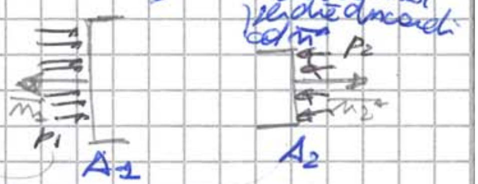
Considerando il caso di: – moto permanente $\rightarrow \partial/\partial t = 0$
– " unidimensionale
– 1 in 1 out

$$\Rightarrow \boxed{\vec R = \dot m (\vec c_2 - \vec c_1)}$$



con c_2 + perché uscente
c_1 – perché entrante

– segno = entrambi perché discordi con $\vec n$



Quali sono le forze che agiscono sul sistema:

$$\vec R = \vec P + \vec F - p_1 \vec n_1 A_1 - p_2 \vec n_2 A_2$$

$\vec P$: peso del sistema fluido
$\vec F$: forza della palettatura

siccome consideriamo macchine assialsimmetriche ciò = 0, = 0

Forze
- forze a distanza → forza peso
- forze di superficie
  - parti metalliche ← carcassa, palettatura
  - fluido contiguo

$\Rightarrow$ NB: Per fluidi comprimibili (gas o vapore) $\rightarrow \vec P \simeq 0$

$$\Rightarrow \underbrace{\cancel{\vec P}}_{\simeq 0} + \vec F - p_1 A_1 \vec n_1 - p_2 A_2 \vec n_2 = \dot m (\vec c_2 - \vec c_1)$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec F - p_1 A_1 \vec n_1 - p_2 A_2 \vec n_2 = \dot m (\vec c_2 - \vec c_1)}$$

→ EQUAZIONE DI CONSERVAZIONE DELLA QUANTITÀ DI MOTO

↓ Si usa per valutare la spinta che il fluido fa sulla palettatura.

Se $\vec F$ è la forza che esercita la palettatura, il sistema fluido eserciterà una forza uguale e contraria:

$\vec F$ = forza palettatura → fluido

$\vec S$ = forza fluido → palettatura

$\Rightarrow \vec F = -\vec S$

$\Rightarrow$ Chiamo $\vec S_a$ = spinta assiale sulla palettatura:

La somma della componente meridiana e della componente tangenziale da la velocità globale $\vec{c}$:

$$\boxed{\vec{c} = \vec{c_m} + \vec{c_u}}$$

Inoltre vale: $\boxed{c_m = \vec{c}\cdot\vec{n}}$

Di solito quello che interessa non è il momento rispetto a un punto, ma il momento rispetto all'asse di rotazione della macchina: → M_a = momento assiale, che permette di far ruotare la macchina

$$M_a = \vec{M_o}\cdot\vec{\mu} = \int_A (\vec{s}\times\vec{c})\cdot\rho\cdot\vec{c}\cdot\vec{n}\,dA\cdot\vec{\mu}$$

$\vec{s}$ lo posso scomporre in due componenti:

$$\vec{s} = s_a\vec{\mu} + r\cdot\vec{\nu}$$

$$\Rightarrow M_a = \int (s_a\vec{\mu} + r\vec{\nu})\times(c_u\vec{\lambda} + c_a\vec{\mu} + c_r\cdot\vec{\nu})\,\rho\cdot\underbrace{(c\cdot\vec{n})}_{\dot{m}}\,dA\cdot\vec{\mu}$$

$$(s_a\cdot\vec{\mu} + r\cdot\vec{\nu})\times(c_u\vec{\lambda} + c_a\cdot\vec{\mu} + c_r\cdot\vec{\nu})\cdot\vec{\mu}$$

=0 perché prodotto vettoriale tra vettori //

$\perp\vec{\mu}$ ~~mansaa~~

$\perp\vec{\mu}\cdot\vec{\mu} = 0$

$\perp\vec{\mu}\cdot\vec{\mu} = 0$ perché prodotto scalare tra vettori $\perp$

⇒ l'unico contributo è dato da: $(r\vec{\nu}\times c_u\vec{\lambda})\cdot\vec{\mu} =$

$$= (r c_u)\cdot\underbrace{\vec{\mu}\cdot\vec{\mu}}_{1} = r c_u$$

$$\Rightarrow M_a = \int_A r c_u\cdot\rho\,\vec{c}\cdot\vec{n}\,dA = \int_{A_1} + \int_{A_2} + \underbrace{\int_{A_{lat}}}_{=0}$$

perché non ho portata lungo le superfici laterali

$$\Rightarrow M_a = \int_{A_1}(r c_u)\rho\cdot\vec{c}\cdot\vec{n}\,dA + \int_{A_2}(r\cdot c_u)\rho\cdot\vec{c}\cdot\vec{n}\cdot dA =$$

$$\Downarrow$$

$$\Rightarrow \quad L_i = \frac{P_i}{\dot{m}} = C_{2u} \cdot u_2 - C_{1u} \cdot u_1 \rightarrow \text{MACCHINA OPERATRICE}$$

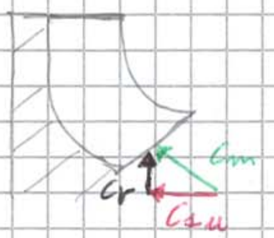
$$L_i = \frac{P_i}{\dot{m}} = C_{1u} u_1 - C_{2u} u_2 \rightarrow \text{MACCHINA MOTRICE}$$

$\Rightarrow P_i = L_i \cdot \dot{m}$

legata a c_m — legata a c_u:
- $c_u > 0$ se concorde con u
- $c_u < 0$ se discorde a u

NB: La paletta può essere fatta in modo diverso e avere la parte 1 non verticale:

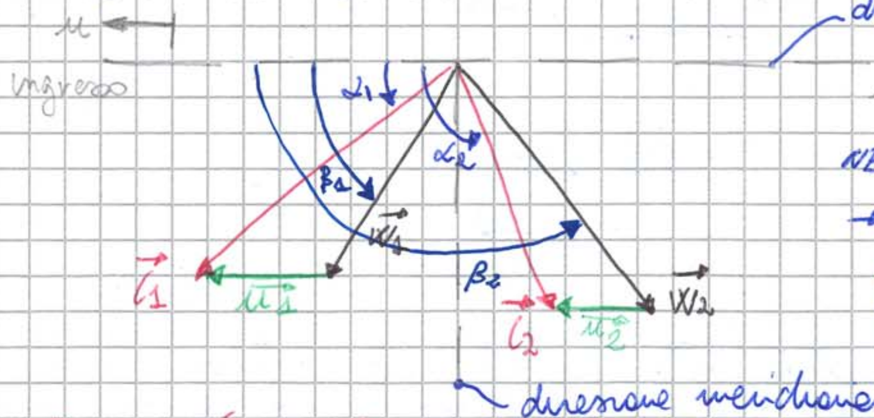
$\Rightarrow$ Allora si ha: $C_m = \vec{C_r} + \vec{C_{1u}}$



TRIANGOLO DELLE VELOCITÀ

Serve per lo studio di una turbomacchina con moto unidimensionale. Si diagrammano i vettori delle velocità della corrente fluida in opportune sezioni di interfaccia tra pallettatura fissa e pallettatura mobile

Piano su cui individuo le velocità



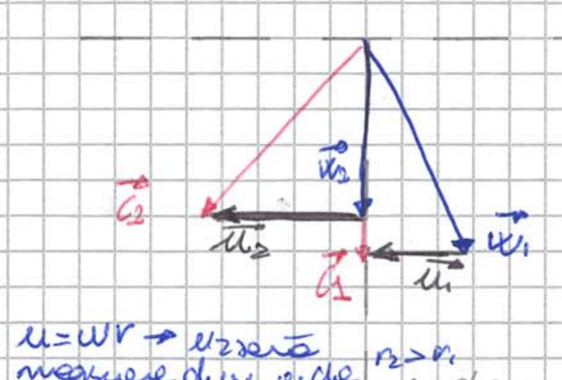
NB: $\vec{C} = \vec{C_m} + \vec{C_u}$

$\rightarrow$ $\vec{C_m}$ e $\vec{C_u}$ individuano un piano su cui vedo il vettore $\vec{C}$. Sul piano posso diagrammare la velocità assoluta della particella

C = VELOCITÀ ASSOLUTA

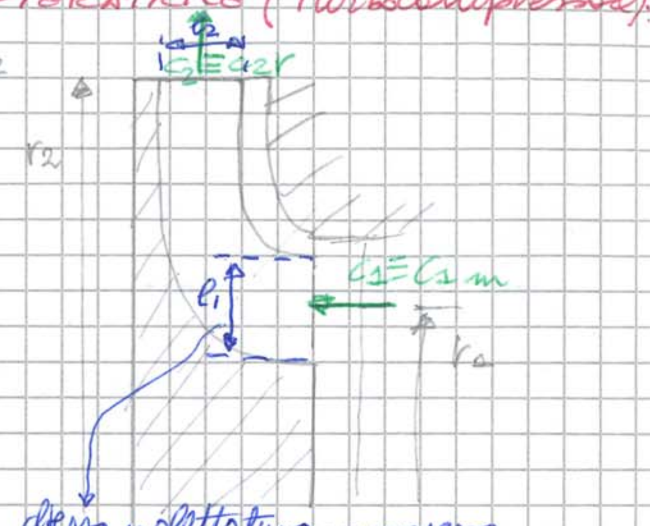
C = vettore della velocità assoluta della particella all'ingresso/uscita della girante.
È la velocità assoluta perché è valutata in un sistema di riferimento inerziale.

TRIANGOLO VELOCITÀ MACCHINA OPERATRICE (turbocompressore).



$u = \omega r \rightarrow u_2$ sarà maggiore di u_1 perché $r_2 > r_1$

meridiana



NB: Nella teoria unidimensionale la velocità d'uscita è data dalla direzione geometrica considerando il sistema di riferimento solidale con la palettatura.

Quindi in uscita:

- se la palettatura è mobile $\longrightarrow$ w_2 direzione geometrica
- se " è fissa $\longrightarrow$ c_2 direzione geometrica

Qual è la relazione tra l'altezza dei due triangoli, cioè tra c_{1m} e c_{2m}?

Sappiamo che $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$ perché moto permanente

$$\Rightarrow \begin{cases} \rho_1 A_1 c_{1m} = \rho_2 A_2 c_{2m} \\ A_1 = \frac{\pi}{4}\left[(d_1 + l_1)^2 - (d_1 - l_1)^2\right] = \pi d l \end{cases}$$

$$\Rightarrow \rho_1 \varepsilon_1 \pi d_1 l_1 c_{1m} = \rho_2 \varepsilon_2 \pi d_2 l_2 c_{2m}$$

dove ε = coefficiente d'ingombro (tiene conto dello spessore ~~[illegible]~~ occupato dalla paletta nel fluido)

$$\Rightarrow \varepsilon = 0{,}95 \div 0{,}99$$

$$\Rightarrow c_{2m} = c_{1m} \underbrace{\frac{\rho_1}{\rho_2}}_{<1} \cdot \underbrace{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}_{\sim 1} \cdot \underbrace{\frac{d_1}{d_2}}_{<1} \cdot \underbrace{\frac{l_1}{l_2}}_{>1}$$

NB: Macchina operatrice: $\boxed{\beta_2 < \beta_1}$ minore

© Proprietà riservata dell'autore - Digitalizzazione e distribuzione a cura del CENTRO APPUNTI - Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino / Pagina 23 di 160

Applico alla turbina il 1° principio euleriano per moto stazionario 1 in 1 out e moto unidimensionale:

$Q + L_i = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_g$ → convenzione macchine operatrici

ora per turbina (macchina motrice)

$Q - L_i = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_g$

Se il fluido è comprimibile: $\Delta E_g << \Delta i$, quindi è trascurabile

$\Delta i \doteq 100\ kJ/kg$; $\Delta E_g \doteq g \cdot \Delta z = 10\ m/s^2 \cdot 10m = 100\ J/kg$

[Se invece utilizzassi un fluido incomprimibile (acqua) invece ΔE_g non è trascurabile perché Δi non è così grande]

$\Rightarrow Q - L_i = \Delta i + \Delta E_c$

Applico tra 0 - 1 (al distributore):

$\underbrace{Q}_{=0 \text{ se non a scambi di calore}} - \underbrace{L_i}_{=0 \text{ perché la paletta è ferma}} = i_1 - i_0 + \frac{c_1^2 - c_0^2}{2}$

$\Rightarrow i_1 - i_0 = \frac{c_0^2 - c_1^2}{2}$ $\boxed{A}$

Tra 1 - 2 (alla girante)

$\underbrace{Q}_{=0 \text{ se non ci sono scambi calore}} - L_i = \Delta i + \Delta E_c$ $\Rightarrow -L_i = i_2 - i_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$

Considero un sistema di riferimento non inerziale solidale con la girante

$\underbrace{Q}_{=0} - \underbrace{L_i}_{=0 \text{ perché nel sistema solidale con girante non vedo variazione di quantità di moto}} = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_{ω}$ → perché sistema non inerziale

$\Rightarrow i_2 - i_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = 0$

$\Rightarrow i_2 - i_1 = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} - \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}$ $\boxed{B}$

Applico tra 0-2 (tutta la macchina):

$\underbrace{Q}_{=0} - L_i = \Delta i + \Delta E_c$

$\Rightarrow -L_i = i_2 - i_0 + \frac{c_2^2 - c_0^2}{2}$ $\Rightarrow L_i = i_0 - i_2 + \frac{c_0^2 - c_2^2}{2}$ $\Rightarrow$

aggiungo e tolgo i_1

$\Rightarrow L_i = \underbrace{(i_0 - i_1)}_{\boxed{A}} + \underbrace{(i_1 - i_2)}_{\boxed{B}} + \frac{c_0^2 - c_2^2}{2} = \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{c_0^2 - c_2^2}{2}$

$\Rightarrow \boxed{L_i = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}}$ → Formulazione euleriana del lavoro interno di una turbomacchina

$\Rightarrow \dfrac{dp}{d\rho} = K \cdot \dfrac{p}{\rho} \Rightarrow \boxed{c_s = \sqrt{K \cdot \dfrac{p}{\rho}}}$ → valido di gas perfetto e vapore

NB: la velocità del suono c_s è una proprietà locale (in una sezione avrò un certo valore e in un'altra un valore diverso) ⇒ se cambio la sezione e cambiano ρ e p cambierà anche c_s.

Per: aria → $K = 1,4$
- vapore → $K = 1,135 \div 1,3$ → dipende da dove mi trovo nel diagramma di Mollier.

Se utilizzo la legge dei gas perfetti: $\dfrac{p}{\rho} = RT$

$\Rightarrow \boxed{c_s = \sqrt{K \dfrac{p}{\rho}} = \sqrt{KRT}}$ → Valida solo per gas perfetti

Ora considero un fluido incomprimibile ($\rho \cong cost$) es acqua:

$c_s = \sqrt{\left.\dfrac{\partial p}{\partial \rho}\right|_{S=cost}} \Rightarrow \boxed{\partial \rho \to 0 \to c_s \to \infty}$ → per FLUIDO INCOMPRESSIBILE

Si definisce NUMERO DI MACH di una corrente fluida in una determinata sezione la grandezza:

$\boxed{Ma = \dfrac{c}{c_s}}$ dove c è la velocità del fluido nella sezione e c_s è la v. del suono

Se:
- $Ma < 1$ → il fluido si dice SUBSONICO
- $Ma > 1$ → " " SUPERSONICO
- $Ma = 1$ → " " SONICO

Se, inoltre, $Ma \ll 1$ (cioè $< 0,3$) allora posso considerare il fluido come incompressibile.

PROPRIETÀ TOTALI DI UNA CORRENTE FLUIDA:
(o proprietà di ristagno o di arresto isoentropico)

Sono le proprietà che la corrente fluida, in moto permanente (o stazionario) acquisterebbe se venisse decelerata in modo adiabatico, reversibile e senza scambi di lavoro con l'esterno fino a raggiungere una velocità nulla.

$\Rightarrow dc < 0 \to c^0 = 0$ con $\delta Q = 0$, $\delta L_i = 0$, $\delta L_w = 0$

⇒ Unisco i 2 termini:

$$\frac{c^2}{2} = \frac{c_s^2}{k-1}\left[\left(\frac{\rho^0}{\rho}\right)^{k-1} - 1\right] \Rightarrow \left(\frac{\rho^0}{\rho}\right)^{k-1} - 1 = \frac{k-1}{2}\cdot\frac{c^2}{c_s^2}$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{\rho^0}{\rho} = \left[1 + \frac{k-1}{2}\cdot Ma^2\right]^{1/k-1}}$$

→ valida per vapore e gas perfetti

→ relazione che lega ρ a ρ^0

Se utilizzo evoluzione isentropica: $\frac{p}{\rho^k} = cost$

$$\rightarrow \frac{p^0}{p} = \left(\frac{\rho^0}{\rho}\right)^k$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{p^0}{p} = \left[1 + \frac{k-1}{2}\cdot Ma^2\right]^{k/k-1}}$$

→ relazione che lega p^0 a p

⇒ Valida per vapore e gas perfetti

Utilizzando la legge dei gas perfetti: $\frac{p}{\rho} = RT$

$$\Rightarrow \frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} = cost \Rightarrow \frac{T^0}{T} = \left(\frac{p^0}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{T^0}{T} = 1 + \frac{k-1}{2}\cdot Ma^2}$$

→ Valida solo per gas perfetti

Oppure potevo usare: $i^0 = i + \frac{c^2}{2}$ → valido per gas perfetti e vapore

→ $di = c_p dT$ → solo per gas perfetti

$i = \frac{k}{k-1} pv$ → per vapore

Diagramma Mollier per vapore

Proprietà totali di fluido incomprensibile:

$\rho^0 = \rho$

→ utilizzando Bernoulli generalizzato:

$$\underbrace{\delta L_i}_{=0} = \frac{dp}{\rho} + c\,dc + \underbrace{dE_g}_{=0} + \underbrace{\delta L_w}_{=0}$$

=0 perché considero tubazione orizzontale

$$\Rightarrow \frac{dp}{\rho} + c\,dc = 0$$

→ integro tra condizioni statiche e totali →

→ Devo trovare la relazione tra area condotto e velocità del fluido.

$$c\,dc = -\frac{dp}{d\rho}\,\frac{d\rho}{\rho} \rightarrow c\,dc = -c_s^2\frac{d\rho}{\rho} \quad (4)$$

in condizioni adiabatiche e reversibili $\frac{dp}{d\rho} = c_s^2$

$$\Rightarrow c^2\frac{dc}{c} = -c_s^2\frac{d\rho}{\rho} \Rightarrow \boxed{\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{c^2}{c_s^2}\frac{dc}{c} = -Ma^2\frac{dc}{c}}$$

(4) → (1')

$$\Rightarrow \frac{dA}{A} + \frac{dc}{c} - Ma^2\frac{dc}{c} = 0 \Rightarrow \boxed{\frac{dA}{A} = (Ma^2-1)\frac{dc}{c}} \quad (5)$$

relazione area condotto – velocità corrente

Dalla (2): $c\,dc = -\frac{dp}{\rho} = -\frac{dp}{p}\cdot\frac{p}{\rho} = -\frac{1}{k}\frac{dp}{p}\left(k\cdot\frac{p}{\rho}\right) \rightarrow c_s^2$

$$\Rightarrow c\,dc = -\frac{1}{k}c_s^2\frac{dp}{p} \Rightarrow c^2\frac{dc}{c} = -\frac{1}{k}c_s^2\frac{dp}{p} \Rightarrow$$

$$\frac{dc}{c} = -\frac{1}{k}\left(\frac{c_s}{c}\right)^2\frac{dp}{p} = -\frac{1}{kMa^2}\frac{dp}{p} \quad (6) \rightarrow (5)$$

$$\Rightarrow \frac{dA}{A} = (Ma^2-1)\left(-\frac{1}{kMa^2}\right)\frac{dp}{p}$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{dA}{A} = \frac{1-Ma^2}{kMa^2}\,\frac{dp}{p}} \quad (7)$$

relazione area condotto – pressione corrente

Considero:

5) $\frac{dA}{A} = (Ma^2-1)\cdot\frac{dc}{c}$ area-velocità

7) $\frac{dA}{A} = \frac{1-Ma^2}{aMa^2}\frac{dp}{p}$ area-pressione

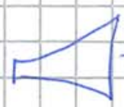
UGELLO
($dc>0$ e $dp<0$)

$Ma<1 \Rightarrow dA<0$ → 

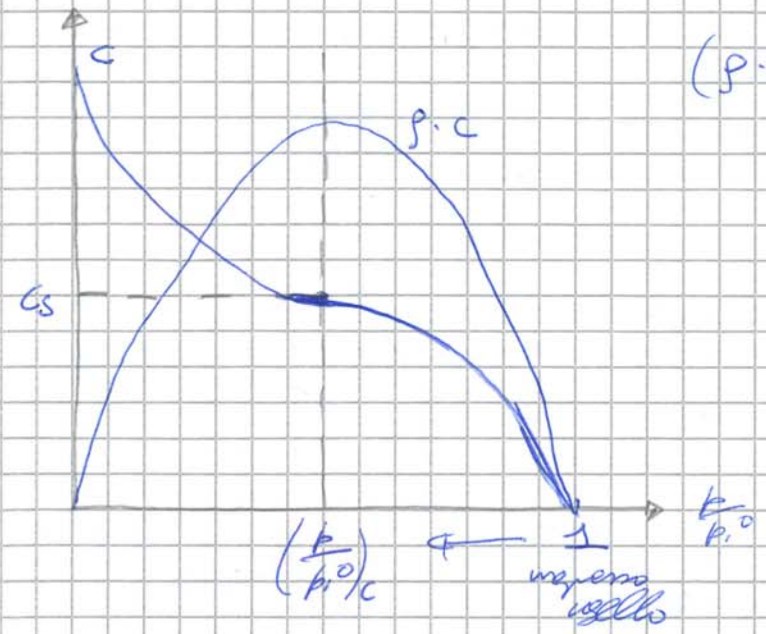
$Ma>1 \Rightarrow dA>0$ → 

$Ma=1 \Rightarrow dA=0$ → sezione ristretta

DIFFUSORE
($dc<0$ e $dp>0$)

$Ma<1 \Rightarrow dA>0$ →  → divergente

$Ma>1 \Rightarrow dA<0$ →  → convergente



$(\rho \cdot c)_{max} \Leftrightarrow A_{min}$

$A = \frac{\dot{m}}{\rho c}$

$A_r = A_{min} \Leftrightarrow M_a = 1$, $c = c_s$

A_r → Area ristretta

Quanto vale $\frac{p}{p_1^0}$ tale per cui $(\rho c) = (\rho c)_{max}$?

$$\frac{d(\rho c)}{d\left(\frac{p}{p_1^0}\right)} = 0$$

$$\Rightarrow \frac{d\left\{\frac{p_1^0}{\sqrt{\frac{p_1^0}{\rho_1^0}}} \sqrt{\frac{2K}{K-1}\left[\left(\frac{p}{p_1^0}\right)^{2/K} - \left(\frac{p}{p_1^0}\right)^{\frac{K+1}{K}}\right]}\right\}}{d\left(p/p_1^0\right)}$$

$$\Rightarrow \boxed{\left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c = \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K}{K-1}}}$$

RAPPORTO CRITICO DELLE PRESSIONI

(6) ⇒ Questo valore di $\left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c$ che rende minima la sezione A, e quindi massimo il prodotto ρc, si dice RAPPORTO CRITICO DELLE PRESSIONI

→ Questo rapporto varia relativamente poco al variare di K ed è compreso tra 0,58 e 0,487 per $K = 1,135 \div 1,66$

Di solito: $\left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c \simeq 0,5$

$K = 1,135 \div 1,66$

1,135 → vapore saturo (vicino zona liquida)

1,66 → gas monoatomico

Per aria: $K = 1,4 \Rightarrow \left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c = \frac{p_c}{p^0} = 0,528$

// FLUIDO COMPRESSIBILE

• DIMENSIONAMENTO (progetto) DI UN UGELLO (effusore)

Dati disponibili per il progetto:

• Condizioni ambiente di monte

$$\left.\begin{array}{l} p_1 \\ T_1 \\ c_1 \end{array}\right\} \begin{array}{l} p_1^0 \\ T_1^0 \\ c_1^0 = 0 \end{array}$$

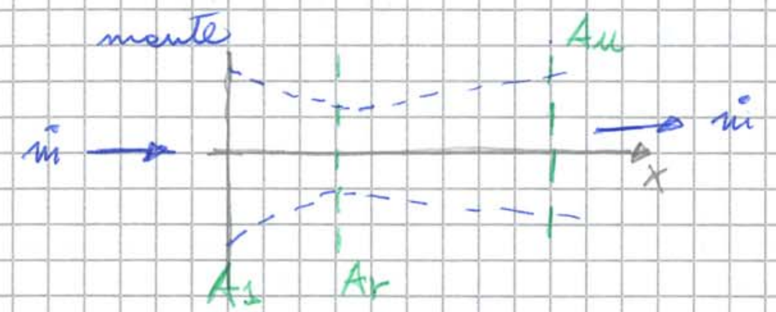
• Condizioni ambiente di valle

p_2

~~T_2~~ è un dato inutile

• Portata da smaltire

$\dot{m}$



Se ho gas perfetto:

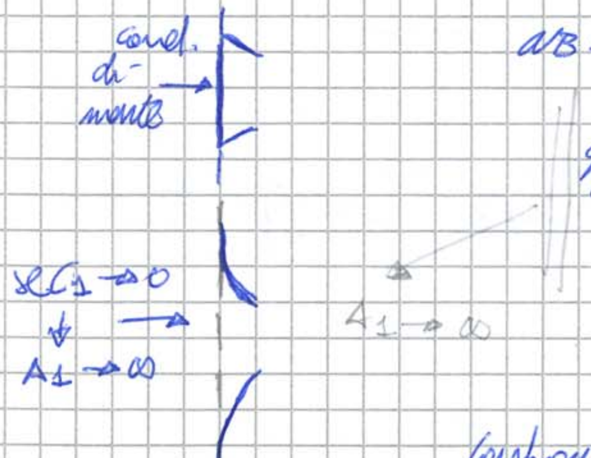
$$\rho_1 = \frac{p_1}{RT_1}$$

Se ho vapore devo utilizzare Mollier

Cosa dobbiamo valutare?

A_1, A_u, A_r se esiste?

→ Dall'equazione di continuità: $A_1 = \frac{\dot{m}}{\rho_1 c_1}$

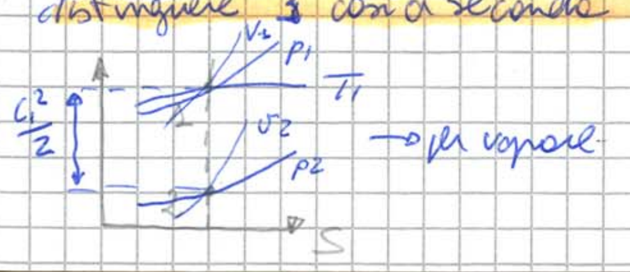


NB: Se all'inizio dell'espansione la velocità è nulla l'area dovrebbe essere infinita, quindi per tendere a questa condizione le pareti dell'ugello devono essere tangenti alle pareti del serbatoio a monte.
→ Non è necessario, poi, che la parte convergente dell'ugello abbia un profilo particolare

→ confronto il rapporto di espansione con il rapporto critico delle pressioni:

⇒ Assegnata la portata in massa $\dot{m}$, le condizioni del fluido a monte p_1, T_1, c_1, e quindi p_1^0, ρ^0, $c_1^0 = 0$, la pressione a valle p_2, e supposta la trasformazione adiabatica reversibile, possiamo distinguere 3 casi a seconda che

$$\frac{p_2}{p_1^0} \gtrless \left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/k-1}$$



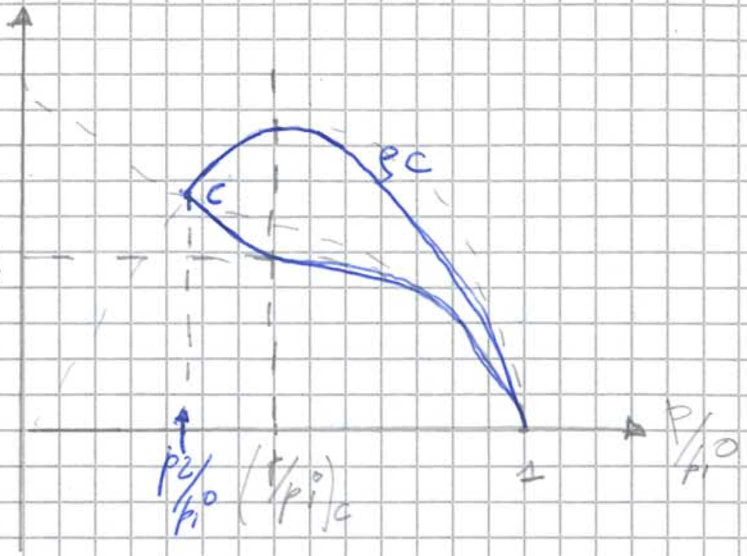
→ per vapore

Per gas uso le leggi

C

$$\boxed{\frac{p_2}{p_1^0} < \left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c}$$

⇒ Il condotto sarà: UGELLO CONVERGENTE - DIVERGENTE (De Laval)



Passo da $p_1^0 \to p_u = p_2 < p_c$

$$A_1 = \frac{\dot m}{\rho_1 c_1}$$

$$A_u = \frac{\dot m}{(\rho c)_u} = \frac{\dot m}{\frac{p_1^0}{\sqrt{\frac{p_1^0}{\rho_1^0}}}\sqrt{2\frac{K}{K-1}\cdot\left[\left(\frac{p_2}{p_1^0}\right)^{2/K}-\left(\frac{p_2}{p_1^0}\right)^{\frac{K+1}{K}}\right]}} = A_u\frac{\boxed{A}}{\boxed{I}}$$

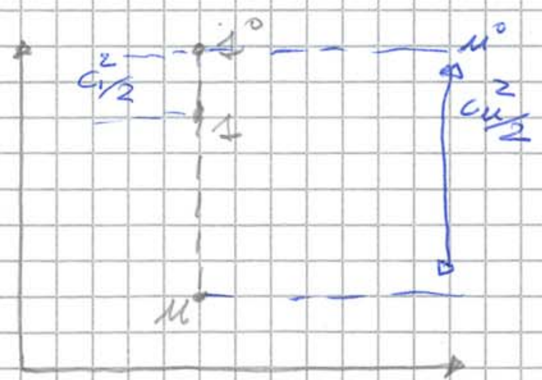
$$A_r = \frac{\dot m}{(\rho c)_c} = \frac{\dot m}{\frac{p_1^0}{\sqrt{\frac{p_1^0}{\rho_1^0}}}\sqrt{K\left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K+1}{K-1}}}} = A_u\frac{\boxed{B}}{\boxed{A}}$$

→ sezione ristretta

sezione d'uscita

$\dot m = \rho A c$ $\quad$ $\dot m = \rho_u A_u c_u$ $\qquad A_u = \frac{\dot m}{\rho_u c_u}$

ad. reversibile $\qquad$ energia



Assegnate $\quad p_1 \quad p_1^0$
$T_1 \quad T_1^0$
$c_1 \quad c_1 = 0$

$$\cancel{Q} + \cancel{L_i} = \Delta i + \Delta E_c = \Delta i^0$$

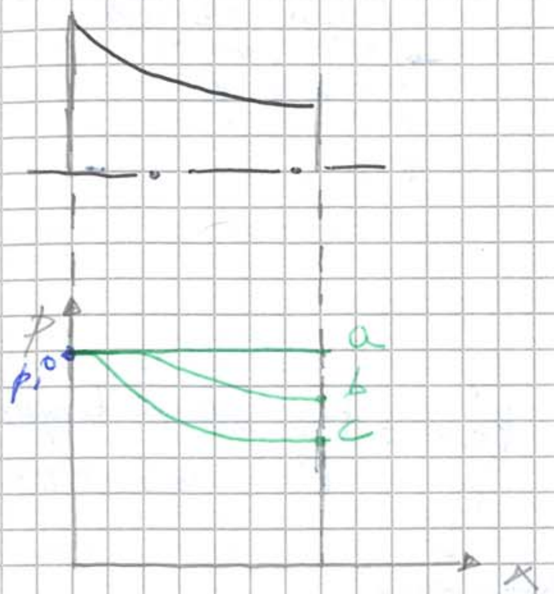
$\Delta i^0 = 0$

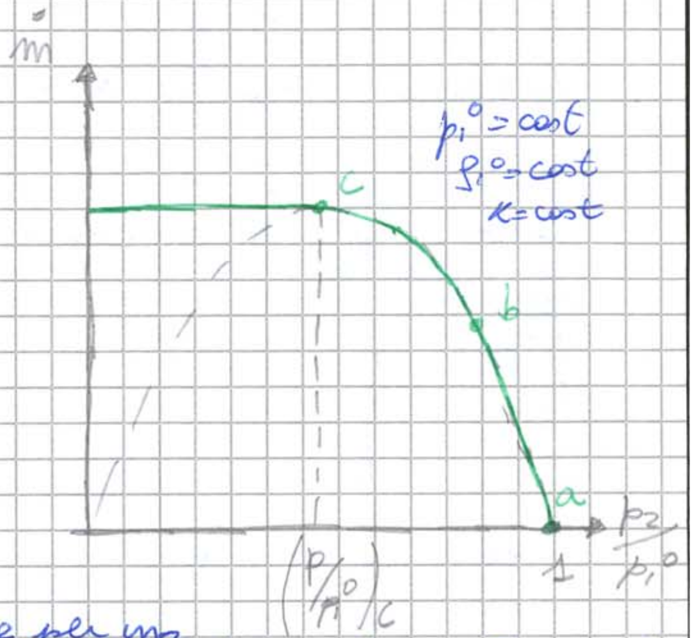
$i^0 = \text{cost} \Rightarrow$ Per gas perfetto → $T^0 = \text{cost}$ nell'ugello

$\Rightarrow \Delta i + \Delta E_c = 0$

COMPORTAMENTO FUORI PROGETTO DI UN UGELLO SEMPLICEMENTE CONVERGENTE:

⇒ L'ugello esiste già → A_1, A_u sono già stati dimensionati e valutati





→ Supponiamo, per un dato ugello, e per un assegnato esponente k dell'isentropica, di far variare la pressione di valle p_2 a partire da condizioni totali p°, ρ° fino a raggiungere un valore massimo, in corrispondenza del quale nella sezione di efflusso si realizza la velocità critica $c_c = c_{sc}$ dipendente solo dalle condizioni totali e dal parametro k.

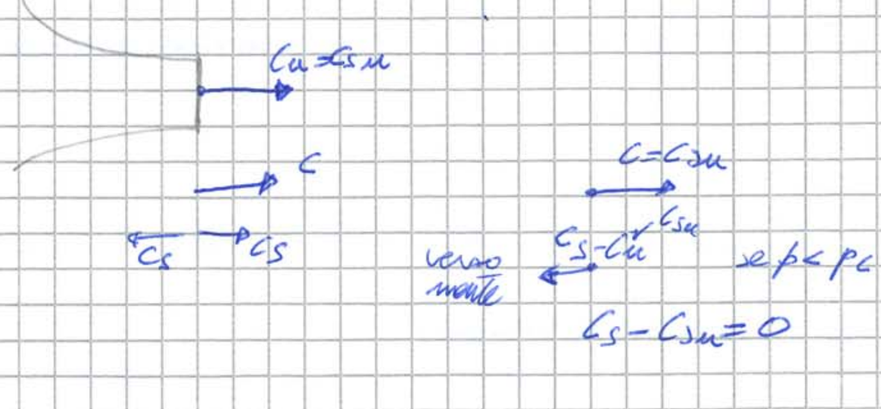
a) $p_2 = p_a = p_1^\circ$ → $p_u = p_2$

b) $p_2 = p_b < p_1^\circ$ $p_b > p_c$ $p_u = p_2$

c) $p_2 = p_c$ $p_u = p_2 = p_c$

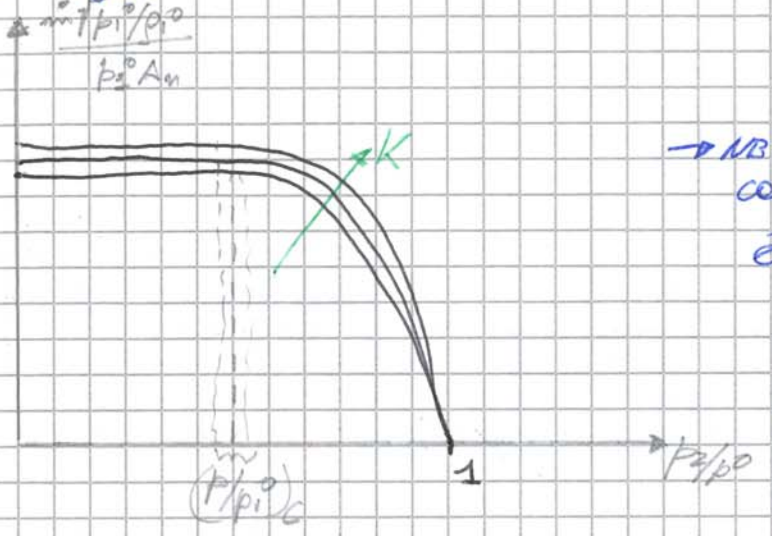
~~p_2~~

Caso C



U

→ Riportando il parametro adimensionato $\frac{\dot m \sqrt{p_1^0/\rho_1^0}}{p_1^0 A_u}$, detto PARAMETRO DI PORTATA, in funzione di p_2/p^0, per diversi valori di K si ottengono le curve che forniscono la portata in massa al variare di p_2 o di p^0 per diversi fluidi:



→ NB: Il tratto di curva corrispondente a valori $\frac{p_2}{p^0} > \left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c$ è approssimato bene dalla seguente legge ellittica:

$$\left[\frac{\frac{p_2}{p_1^0} - \left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c}{1 - \left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c}\right]^2 + \left[\frac{\frac{\dot m \sqrt{p_1^0/\rho_1^0}}{p_1^0 A_u}}{\sqrt{K\left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K+1}{K-1}}}}\right]^2 = 1$$

CRITICO: in A_{min} si ho p_c (con assegnate p_1^0, T_1^0)

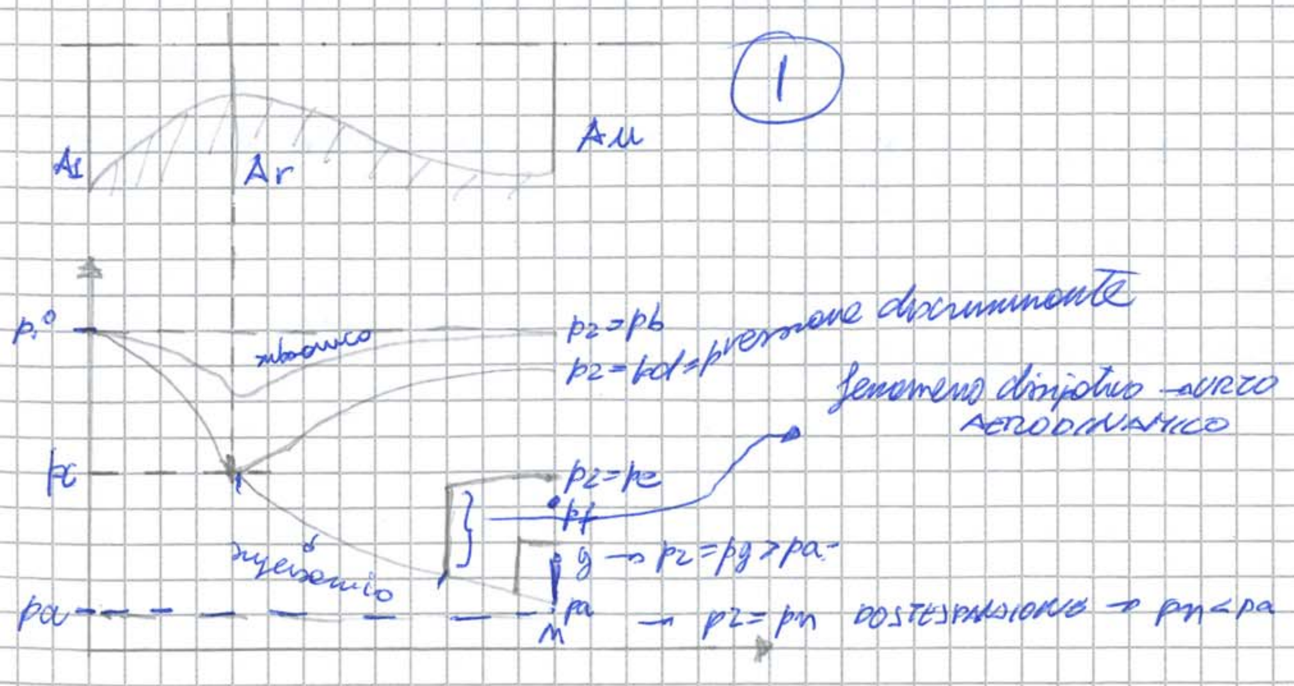
→ $\dot m = \dot m_{max}$ (" " condizioni di monte)

ADATTATO: { espansione continua nell'ugello; $p_u = p_2$ (NON c'è post-espansione)

COMPORTAMENTO FUORI PROGETTO:

UGELLO CONVERGENTE - DIVERGENTE (De Laval)

Si mantengono inalterate le condizioni di monte, si variano le condizioni di valle e si studia il comportamento.



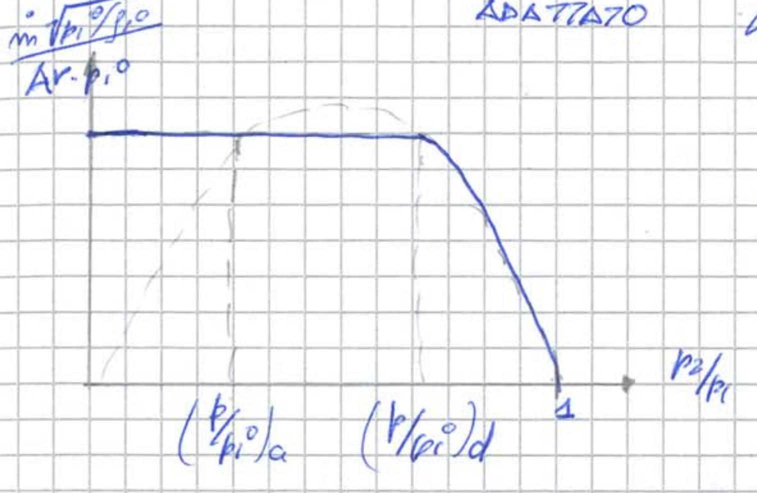
⇒ Grafico 2

CONDIZIONI DI ADATTAMENTO: $\left(\frac{p_2}{p_1^0}\right) \le \left(\frac{p}{p_1^0}\right)_c$

Un ugello convergente - divergente si dice CRITICO quando nella sezione ristretta si realizza la pressione critica corrispondente alla massima portata che esso può smaltire per le assegnate condizioni a monte.

Ugello de Laval: CRITICO se $p_2/p_1^0 \le (p/p_1^0)_d$

ADATTATO se $\frac{p_2}{p_1^0} = (p/p_1^0)_a$



Evoluzione: da 1 a r = isentropica

- da r a u → isentropica se $p_2 \ge p_d$, $p_2 \le p_a$

- da u a 2 = non isentropica

⇒ Se l'evoluzione è isentropica la posso considerare ad. reversibile

→ Per gas perfetto $\frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} = cost$

$$\Rightarrow T_u = T_1^0 \left(\frac{p_u}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

FUNZIONAMENTO REALE → FLUSSO ADIABATICO NON ISOENTROPICO

→ Essendo i fluidi reali viscosi, le perdite per resistenze passive non saranno mai nulle e, se le velocità sono elevate, neppure trascurabili

⇒ Gli effetti dovuti alla viscosità del fluido si manifestano in due modi:

- formazione di uno STRATO LIMITE aderente alle pareti del condotto → area effettiva < area geometrica;

- attriti in seno al fluido e tra fluido e pareti → velocità effettiva < velocità isentropica

Per tenere conto di questi effetti si utilizza il

COEFFICIENTE DI PERDITA / $\varphi = \frac{c_u}{c_{uis}} = \frac{\text{velocità reale}}{\text{velocità della trasf. ideale di riferimento}}$

$\varphi = 0{,}94 \div 0{,}99$ { $0{,}97 \div 0{,}99$ ug. convergenti; $0{,}94 \div 0{,}96$ conv-divergenti

© Proprietà riservata dell'autore - Digitalizzazione e distribuzione a cura del CENTRO APPUNTI - Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino / Pagina 43 di 160

IMPIANTI DI TURBINE A VAPORE

È un impianto motore che trasforma energia PRIMARIA (da combustibile fossile) in energia meccanica (disponibile ad un albero rotante) e poi in energia elettrica

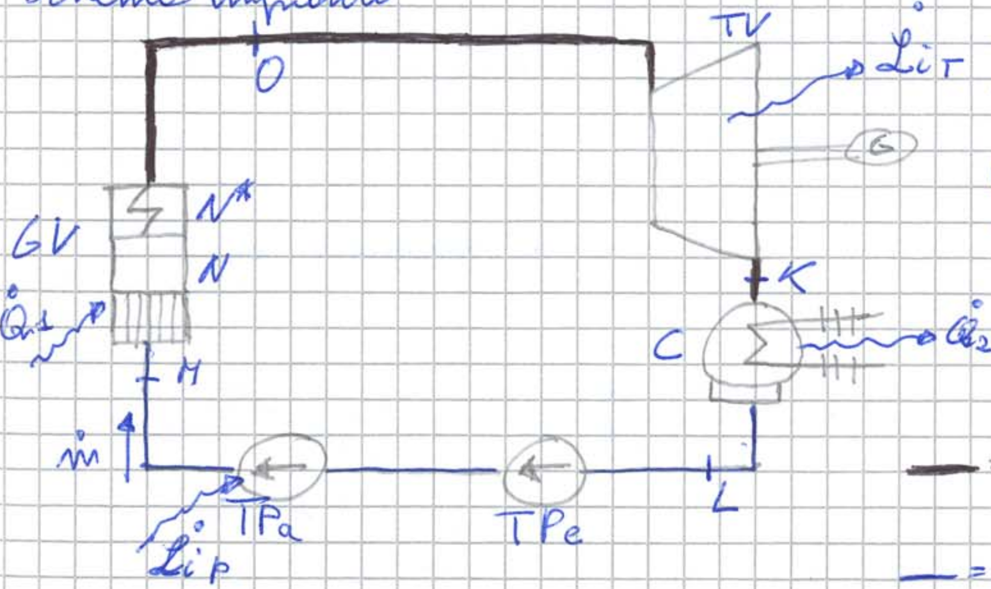
Si dividono in:
- Turbine a vapore } impianti a ciclo combinato
- Turbine a gas
- Turbine idrauliche } altri tipi di impianti
- Motori a combustione interna

TURBINA A VAPORE

Il fluido motore è acqua con elevato grado di purezza (poche sostanze disciolte che si possono attaccare agli organi meccanici).

Il ciclo di riferimento è il CICLO RANKINE

Schema impianto



GV = generatore di vapore (caldaia)
TV = turbina a vapore
C = condensatore
TPe = turbopompa di estrazione
TPa = turbopompa di alimentazione
▬ = tubazioni acqua in forma VAPORE
— = tubazioni acqua in forma liquida
═ = collegamento meccanico
(G) = generatore elettrico
ǂǂ = acqua persa (liquida)

$\boxed{L \to M}$ → Turbopompe

Avviene una compressione del fluido allo stato LIQUIDO da $p_L = p_K = p_0$ fino alle condizioni p_0 che vengono in caldaia (generatore di vapore)

$\boxed{M \to O}$ → Generatore di vapore

Ho il riscaldamento del fluido che passa dalle condizioni di liquido a vapore fino alle condizioni di alimentazione della turbina p_0, T_0 → NB: il riscaldamento è isobaro $p_M = p_0$

$$\int_0^K T\,dS = \underbrace{\cancel{Q}}_{=0 \text{ perché adiabatico}} + L_w > 0 \implies \boxed{S_K > S_0} \text{ sempre}$$

⇒ Per i punti che stanno dentro le curve limite è possibile definire il TITOLO DEL VAPORE (massa di vapore / massa totale del fluido)

$$\boxed{X_{(K)} = \frac{m_{vapore}}{m_{tot}} = \frac{m_{vap}}{m_{vap}+m_{liq}}}$$

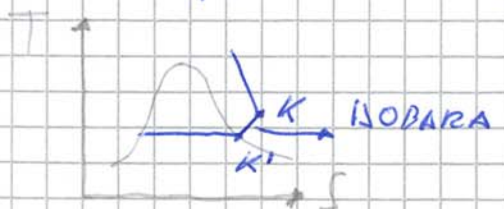
Per: - c.l.i: $m_{vap}=0 \to x=0$

- c.l.s: $m_{liq}=0 \to x=1$

Di solito $x_K \geq 0{,}97$ (ovvero si hanno vapore con alcune gocce di liquido), questo perché se $x<0{,}97$ si hanno 2 problemi:

- il liquido determinerebbe un'azione frenante sul vapore diminuendo il η;
- si avrebbe azione corrosiva del liquido sulla palettatura

Si può avere anche il caso in cui (teorico) $x_K>1$, ovvero K è ancora tutto vapore surriscaldato.
Allora dovrò effettuare una trasformazione isobara da K a K' e poi andrò nel condensatore:



• Applico il I principio all'impianto:

$$\dot{Q}_n - \dot{L}_i = \underbrace{\cancel{\frac{\partial E}{\partial t}}}_{=0 \text{ perché moto stazionario}} + \underbrace{\cancel{\sum_j \dot{E}_{fj}}}_{=0} \quad \text{(convenzione macch. motrici)}$$

→ perché, considerando tutto l'impianto come volume di controllo, non ho fluido motore che entra o esce dal V di controllo

Posso scrivere il calore come:

$$\implies \dot{Q}_n = \underbrace{\dot{Q}_1}_{\text{calore fornito da est a sist.}} - \underbrace{\dot{Q}_2}_{\text{calore sottratto}}$$

Vale lo stesso per il lavoro:

$$\dot{L}_i = \dot{L}_{iT} - \dot{L}_{iP}$$

$\dot{L}_{iP}$ → potenza pompa → da est → sist

$\dot{L}_{iT}$: lavoro nell'unità di tempo → potenza turbina → potenza da sist a est.

$\boxed{\dot{L}_{ip} = \dot{m}(i_M - i_L)}$ → Potenza interna pompa $\qquad L_{ip} = i_M - i_L$

Per il Th. di Bernoulli generalizzato:

$$L_{ip} = \int v\,dp + \cancel{\Delta E_c} + \cancel{\Delta E_g} + L_w$$

$\cancel{\Delta E_c} \approx 0$ perché velocità basse nelle tubazioni; $\cancel{\Delta E_g} \approx 0$ perché considero turbopompa orizzontale o basse variazioni di quota

⇒ Ordine di grandezza di L_{ip}:

$$L_{ip} \approx \frac{\Delta p}{\rho} = \frac{\overset{\approx p_M}{p_0} - p_L}{\rho} \cong \frac{(100-1)\cdot 10^5}{1000}\ \frac{Pa}{kg/m^3} \cong 10\ kJ/kg$$

trascurabile

• Applico I principio al generatore di vapore: M → O

$$\dot{Q}_1 - \cancel{\dot{L}_i} = \sum \dot{m}_j E_{fj}$$

ingresso M, uscita O

$\cancel{\dot{L}_i} = 0$ non ci sono organi meccanici in movimento

$$Q_1 = \frac{\dot{Q}_1}{\dot{m}} = i_O - i_M \Rightarrow \boxed{\dot{Q}_1 = \dot{m}(i_O - i_M)}$$

• Applico I principio al condensatore K → L

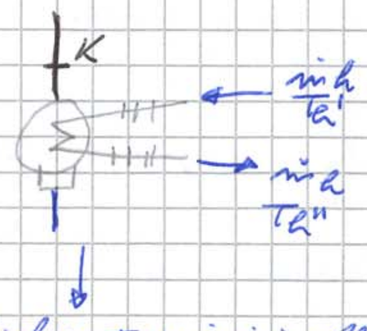
→ permette di passare a liquido perché comprimere liquido costa molto meno che comprimere aeriforme.

$$\dot{Q} - \cancel{\dot{L}_i} = \sum_j \dot{m}_j E_{fj}$$

$$\Rightarrow -\dot{Q}_2 = \dot{m}(i_L - i_K)$$

$$\Rightarrow \boxed{\dot{Q}_2 = \dot{m}(i_K - i_L)}$$

$$Q_2 = \frac{\dot{Q}_2}{\dot{m}} = i_K - i_L$$



• Applico I principio all'acqua esterna

$$\dot{Q} - \cancel{\dot{L}_i} = \sum_j \dot{m}_j E_{fj}$$

$$\dot{Q}_2 - \dot{m}_h c_h \Delta T_h = \dot{m}_h c_h (T_h'' - T_h')$$

⇓

$$\dot{Q}_2 = \dot{m}_h c_h (T_h'' - T_h')$$

capacità termica

NB: È conveniente scendere al di sotto della patm perché guadagno molto in termini di entalpia

⇒ quindi $\boxed{p_K < p_{atm}\ \text{SEMPRE}}$

© Proprietà riservata dell'autore - Digitalizzazione e distribuzione a cura del CENTRO APPUNTI - Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino / Pagina 49 di 160

$\dot m_b H_i \longrightarrow \dot Q_1$ → potenza termica ceduta al fluido

entalpia dei fumi (perdite)

perdite di calore verso l'esterno

perdite per incombusti (non ho utilizzato tutta l'energia che ho fornito → è rimasto un po' di carburante)

$[H_i] = MJ/kg$ → Benzina/gasolio $\approx 42 \div 44$ MJ/kg

⇒ RENDIMENTO DEL GENERATORE DI VAPORE:

$$\boxed{\eta_b = \frac{\dot Q_1}{\dot m_b H_i}}$$

→ Di solito $\approx \eta_B \approx 0{,}9$

• RENDIMENTO GLOBALE DELL'IMPIANTO:

$$\eta_g = \frac{P_u}{\dot m_b H_i} = \frac{P_u}{P_i} \cdot \frac{P_i}{\dot Q_1} \cdot \frac{\dot Q_1}{\dot m_b H_i} = \eta_0 \cdot \eta \cdot \eta_b = \boxed{\eta_u \cdot \eta_b = \eta_g}$$

• CONSUMO SPECIFICO DI COMBUSTIBILE:

$$\boxed{q_B = \frac{\dot m_b}{P_u}} = \frac{\dot m_b}{\eta_g \dot m_b H_i} = \frac{1}{\eta_g H_i}$$

per questo impianto

MEZZI PER AUMENTARE IL RENDIMENTO DEL CICLO RANKINE:

$$\eta_g = \eta_0 \cdot \eta \cdot \eta_b$$

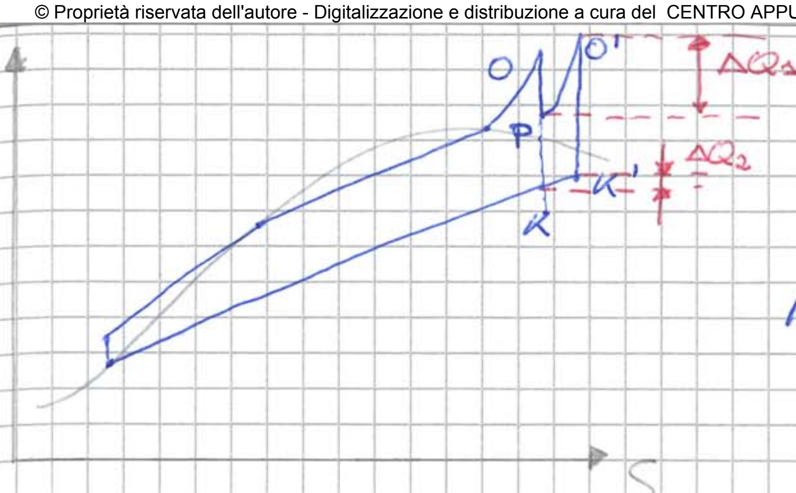
⇒ Fra i rendimenti parziali fattori di η_g, il rendimento del ciclo (η) è quello che assume valori più bassi per ciò che riguarda la conversione di calore in lavoro. È il fattore che porta $\eta_g < 0{,}5$ in quanto sia η_0 sia η_b sono elevati e difficilmente migliorabili.
→ Devo quindi aumentare η

Il rendimento della turbina è:

$$\boxed{\eta_{t(gas)} = \eta_{\theta(vapore)} = \frac{\Delta i}{\Delta i_{is}} = \frac{i_0 - i_K}{i_0 - i_{K_{is}}}}$$

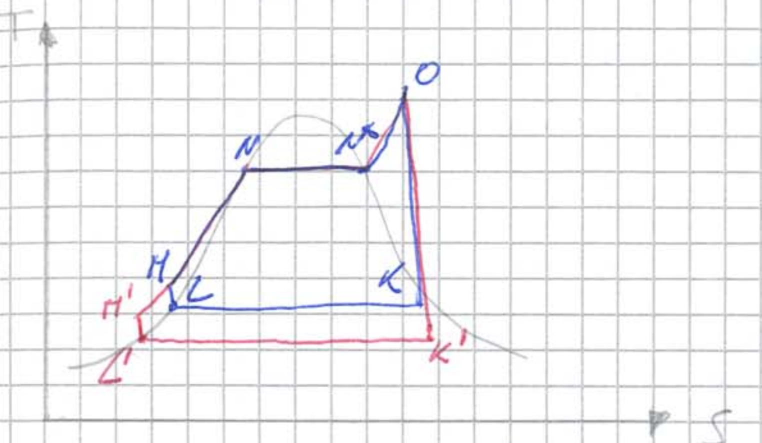
⇒ A parte un aumento di η dovuto ad un più elevato rendimento interno della turbina, l'aumento del ciclo Rankine del η può essere ottenuto mediante alcuni accorgimenti:

↓



⇒ Il risurriscaldamento comporta un aumento del calore introdotto maggiore di quello sottratto.
Però la costruzione dell'impianto diventa più onerosa.

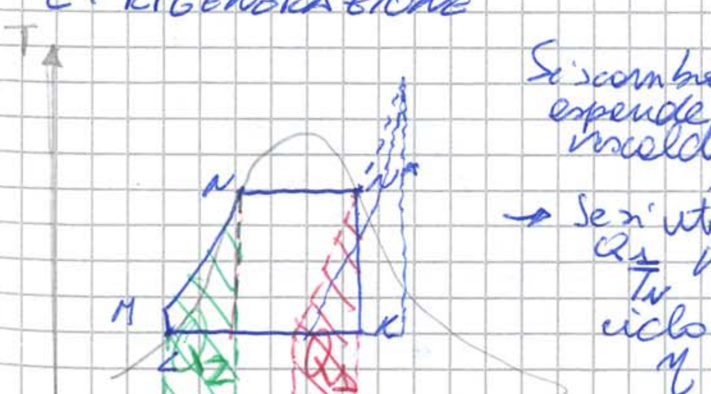
c: DIMINUZIONE DELLA PRESSIONE DI CONDENSAZIONE:



In riferimento a Carnot $\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$, diminuisco la T_2 media a cui sottraggo calore.
All'abbassamento di pressione di scarico p_K corrisponde un aumento di ΔQ_1 e una minor diminuzione di ΔQ_2.

→ Inoltre aumenta anche il lavoro del ciclo perché aumenta L_{iT}.

e: RIGENERAZIONE



Si scambia calore fra il vapore che si espande e l'acqua che deve essere riscaldata da MN.

→ Se si utilizzasse il calore equivalente all'area Q_1 per preriscaldare l'acqua da T_M a T_N si aumenta il rendimento del ciclo, cioè diventerebbe uguale al η del ciclo di Carnot fra le temperature estreme T_N e T_L.

⇒ A parte l'impossibilità pratica di riuscire a trasferire tutto il calore Q_1 ci sono 2 gravi difficoltà:
- impossibilità pratica di ottenere scambio continuo di calore, nella turbina, fra il vapore e l'acqua da inviare in caldaia;
- anche se fosse possibile tale scambio il titolo del vapore sarebbe inaccettabilmente basso.

Si può quindi far avvenire uno scambio di calore tra fluido che si espande in turbina e fluido compresso nella turbopompa

⇒ Trasferisco il calore $K_0'KOK$ ($= L_0 L N N_0$) dal fluido che si espande in turbina al fluido che entrerà nel GV.

$$\eta' = \frac{L_i'}{Q} = 1 - \frac{Q_2'}{Q_1'} \qquad Q_1' \hat{=} N_0 NOK_0 \qquad Q_2' \hat{=} L_0 L K' K_0'$$

⇒ Confrontiamo questo ciclo rigenerativo con un ciclo di Carnot (composto da 2 ad. reversibili e 2 isoterme) → $N'NOK$

$$\eta_C = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \qquad T_2 = T_{min} \quad T_1 = T_{max}$$

$$Q_{2C} \hat{=} N'N_0 KK_0 \qquad Q_{1C} \hat{=} N_0 NOK_0$$

Confrontando → $Q_1' = Q_{1C}$ $\quad Q_2' = Q_{2C}$

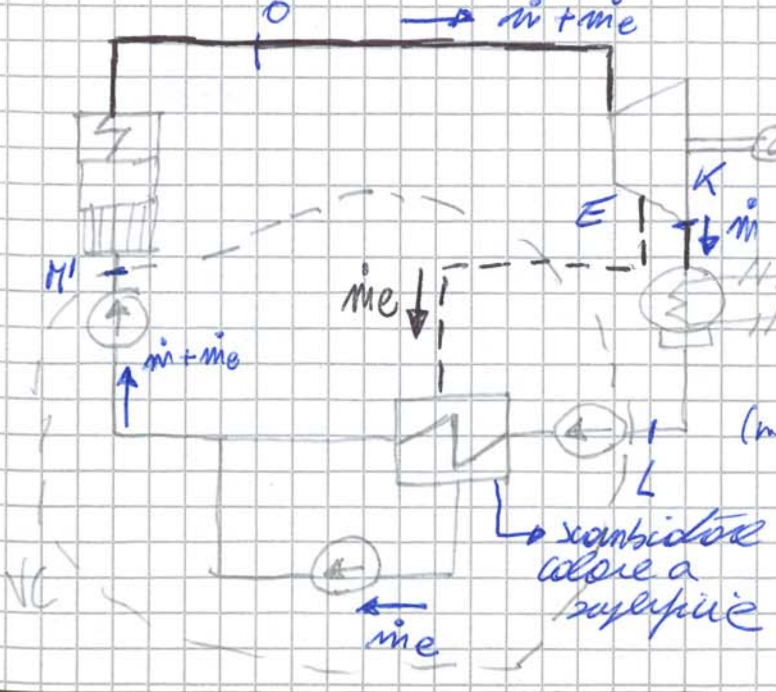
⇒ $\eta' = \eta_C$ $\qquad \boxed{\eta' > \eta}$

In questo modo il rendimento risulterebbe superiore al η del normale ciclo Rankine.
Ma in questo modo la rigenerazione non si può realizzare perché non posso fare una turbina a cui sottraggo calore
E se anche fosse realizzabile il titolo in K (x_K) sarebbe troppo basso.

⇒ Sottrarre un'aliquota di calore (< max) al fluido che si espande in turbina → NON SI PUÒ FARE

⇒ Allora si sottrae il calore possibile (= max) ad un'aliquota di fluido in uscita dall'espansione in turbina

⇒ IMPIANTO RIGENERATIVO



⇒ Nella pratica, la rigenerazione è effettuata con una tecnica che consiste nell'utilizzare, per il preriscaldamento dell'acqua, tutto il calore che può essere ceduto (in uno scambiatore a superficie) da una parte del vapore SPILLATO durante l'espansione → anziché un'aliquota di calore sottratta a tutto il vapore in turbina.

⇓

$$\Rightarrow \eta' = \frac{\dot m (i_0 - i_K) + \dot m_e (i_0 - i_E)}{\dot m (i_0 - i_L) - \underbrace{\dot m (i_{01'} - i_L)}_{\dot m_e (i_E - \cancel{i_{01'}})} + \dot m_e (i_0 - \cancel{i_{01'}})}$$

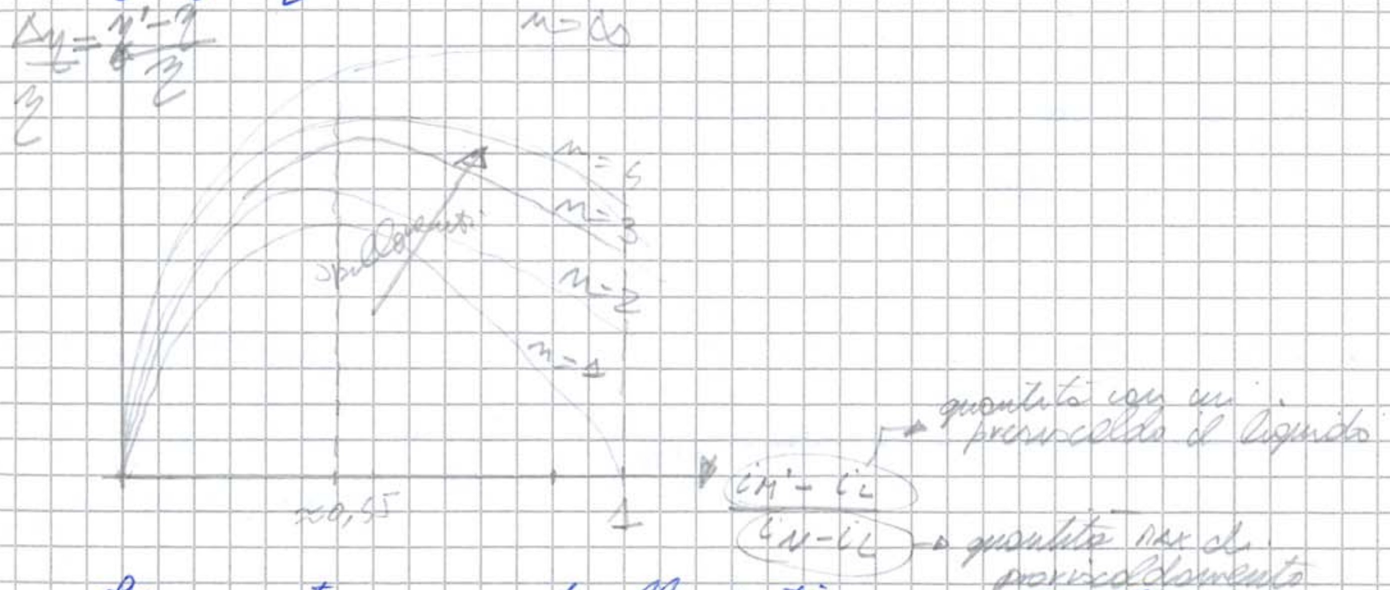
$\dot m_e (i_E - \cancel{i_{01'}})$ dal 1° principio sul volume di controllo

$$\Rightarrow \eta' = \frac{\dot m (i_0 - i_K) + \dot m_e (i_0 - i_E)}{\dot m (i_0 - i_L) + \dot m_e (i_0 - i_E)} =$$

$$= \underbrace{\frac{i_0 - i_K}{i_0 - i_L}}_{\eta} \cdot \frac{1 + \frac{\dot m_e}{\dot m} \cdot \frac{i_0 - i_E}{i_0 - i_K}}{1 + \frac{\dot m_e}{\dot m} \cdot \frac{i_0 - i_E}{i_0 - i_L}} \geq 1 \text{ perché: } \begin{cases} i_0 - i_K < i_0 - i_L \\ \Downarrow \\ \boxed{>1} \end{cases}$$

$=1 \begin{cases} \text{se } \dot m = 0 \text{ o} \\ \text{se } i_E = i_0 \end{cases}$

$\Delta\eta = \eta' - \eta$



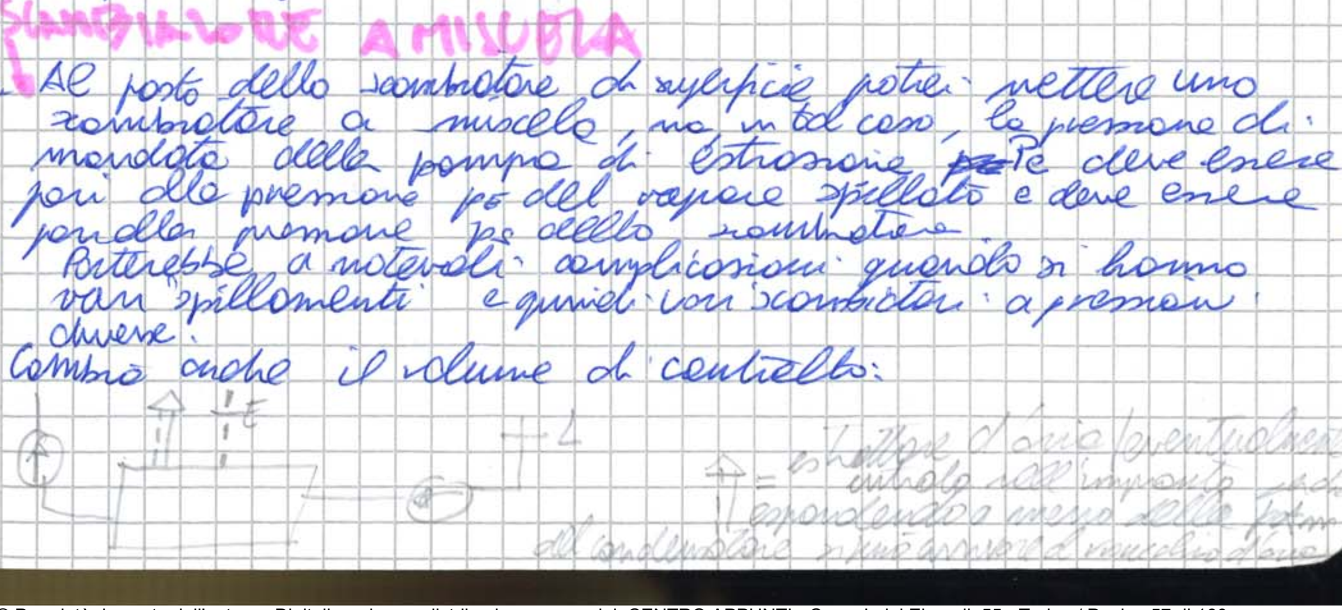
NB: Oltre un certo numero di spillamenti aumenta la complessità dell'impianto e non conviene più perché esplodono i costi.

SCAMBIATORE A MISCELA

NB: Al posto dello scambiatore di superficie potrei mettere uno scambiatore a miscela, ma in tal caso, la pressione di mandata della pompa di estrazione p_2 deve essere pari alla pressione p_E del vapore spillato e deve essere pari alla pressione p_S dello scambiatore.

$\Rightarrow$ Porterebbe a notevoli complicazioni quando si hanno vari spillamenti e quindi vari scambiatori a pressioni diverse.

Cambia anche il volume di controllo:



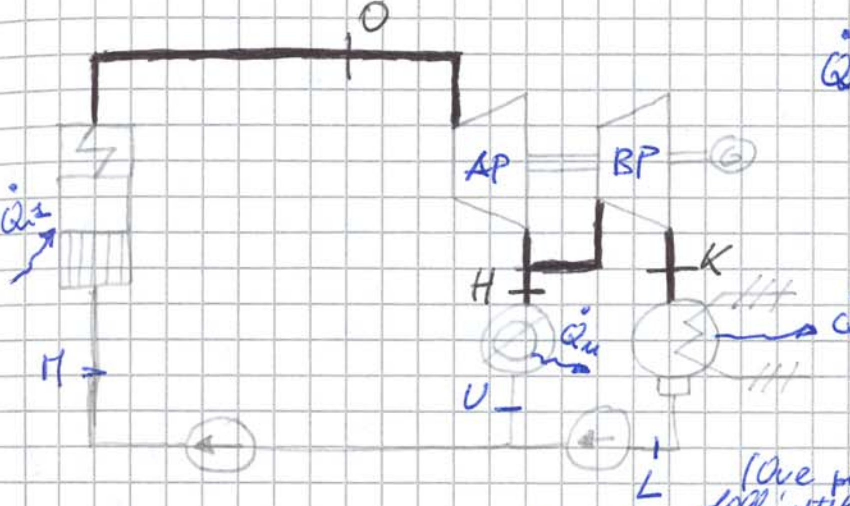
$$\Rightarrow \eta_u = \frac{P_u}{\dot{Q}_1 - \dot{Q}_u} = \frac{\eta_0 \cdot P_i}{\dot{Q}_1 - \dot{Q}_u} = \frac{\eta_0(\dot{Q}_1 - \overbrace{\dot{Q}_2}^{=\dot{Q}_u})}{\dot{Q}_1 - \dot{Q}_u} = \eta_0 \cdot \frac{\cancel{(\dot{Q}_1 - \dot{Q}_u)}}{\cancel{(\dot{Q}_1 - \dot{Q}_u)}} = \eta_0$$

$$\Rightarrow \boxed{\eta_u = \eta_0}$$

La portata $\dot{m}$ che attraversa la turbina è la stessa che attraversa l'utenza termica $\Rightarrow$ non è possibile variare in modo indipendente la P_u e la $\dot{Q}_u$; cioè sono legate tra loro.

Per questo si usano più spesso gli:

- IMPIANTI CON TURBINE AD ESTRAZIONE o a RICUPERO PARZIALE



$$\dot{Q}_2 = \dot{Q}_u + \dot{Q}_c$$

$\Rightarrow$ Qui la portata di vapore necessaria per l'utilizzazione termica viene estratta dalla turbina alla pressione richiesta, la restante portata di vapore continua ad espandersi e si scarica in un condensatore (Ove possibile la condensa proveniente dall'utilizzazione termica viene inviata in caldaia).

$\Rightarrow$ le estrazioni di vapore possono essere più di una.

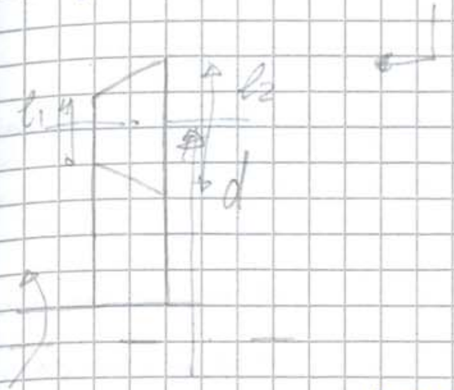
$\Rightarrow$ Ho lo svantaggio di avere un condensatore, che è costoso ed ingombrante. Ma ho il vantaggio che p_K può essere molto basso ($p_K \approx 0{,}05 \div 0{,}07$ bar) in modo da poter sfruttare l'alto Δp per ottenere più lavoro e P_u.

$\Rightarrow$ Vantaggi: - P_u e $\dot{Q}_u$ possono essere variati in modo abbastanza indipendente tra loro;
- siccome p_K è più basso a parità di portata ottengo più potenza utile rispetto al caso prima.

$$\boxed{\eta_u = \frac{P_u}{\dot{Q}_1 - \dot{Q}_u} = \eta_0 \cdot \frac{\dot{Q}_1 - \dot{Q}_2}{\dot{Q}_1 - \dot{Q}_u} = \frac{\dot{Q}_1 - (\dot{Q}_u + \dot{Q}_c)}{\dot{Q}_1 - \dot{Q}_u} \cdot \eta_0}$$

$$\Rightarrow \boxed{\eta_u < \eta_0}$$ $\rightarrow$ Ho meno η ma ho i vantaggi elencati sopra

NB: Se lo stadio è assiale allora: $d_1 = d_2 = d_0 \Rightarrow u_1 = u_2$
Ma d costante non vuol dire l costante. In generale possono variare sia d sia l:



Le turbine si distinguono in:

- MONOSTADIO, la macchina è composta da un solo stadio, quindi ci sarà solo un distributore e una girante (è chiamata anche TURBINA SEMPLICE);

- MULTISTADIO, macchine composte da più stadi e possono essere:
  - turbine a gas → sono di tipo MONOCORPO;
  - turbine a vapore → di tipo MULTICORPO.

→ Monocorpo vuol dire che tutti gli elementi della macchina sono montati su una stessa carcassa.

Le MULTICORPO si suddividono ancora in: - MONOALBERO
- MULTIALBERO → i corpi sono collegati su alberi diversi

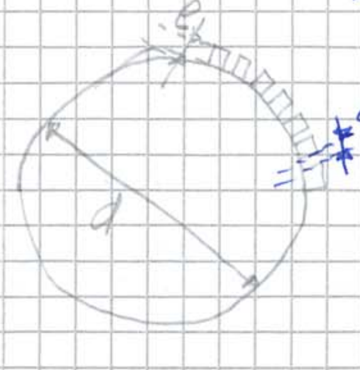
STUDIO dello STADIO DI UNA TURBINA:

Si fa l'ipotesi di FLUSSO UNIDIMENSIONALE (cioè tutte le proprietà del fluido sono costanti in una determinata sezione).

→ Nella realtà la teoria unidimensionale si adotta bene se:

- $l \ll d$, ovvero l'altezza delle palette rotanti sia una frazione sufficientemente piccola del diametro medio della girante, in modo che la velocità periferica sia pressoché la stessa alla radice e alla punta delle palette;

- il numero delle palette sia sufficientemente alto, da far ritenere la lunghezza periferica del condotto delimitato da due palette consecutive uguale alla radice e alla punta di esse (cioè la lunghezza del canale di passaggio del fluido deve essere circa costante.)



→ sia alla radice sia alla punta deve essere ≈ cost.

d) PERDITE PER ATTRITO SUL DISCO:

Le superfici non palettate della girante, ruotando nel fluido inerte che riempie la cassa, incontrano una resistenza d'attrito che dissipa una parte dell'energia trasmessa dal fluido attivo alle pale mobili.

La potenza persa per attrito sul disco (P_d) può essere espressa come:

$$P_i = \dot{m} L_i$$

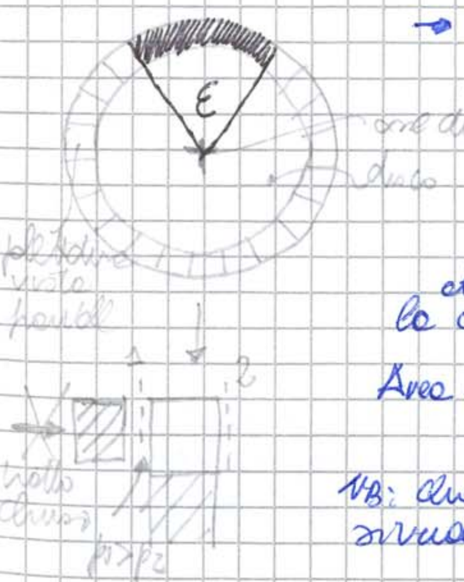
$L_i \to c_{1u} u_1 - c_{2u} u_2 \propto u^2$

$\dot{m} = \rho \cdot A \cdot c_a \propto \frac{d^2 \cdot u}{v}$, $\rho = \frac{1}{v}$

$$\Rightarrow \boxed{P_d = K_d \cdot \frac{d^2 \cdot u^3}{v}}$$

→ Potenza persa per attrito sul disco; dove d è il diametro esterno del disco e K_d è un coefficiente numerico dipendente dalle caratteristiche del fluido oltre che dalla forma delle parti del disco.

e) PERDITE PER EFFETTO VENTILANTE



→ Sono presenti solo in turbine ad azione regolate per parzializzazione.

→ Se lo stadio è parzializzato ovvero se la corona degli ugelli distributori è limitata ad una frazione $(1-\varepsilon)$ della periferia, quel settore della palettatura mobile che, non essendo attraversato da fluido attivo, ruota oziosamente nel fluido stagnante che riempie la cassa, dissipa energia per effetto detto ventilante.

Area utilizzata $= A(1-\varepsilon)$ dove ε = grado di parzializzazione ↳ % di ugelli chiusi

NB: questa parzializzazione serve nel caso in cui non si vuole utilizzare tutta la P_{max} possibile.

La potenza persa per effetto ventilante vale:

$$\boxed{P_v = K_v \cdot \frac{u^3 \cdot \overbrace{\varepsilon \cdot l \cdot d}}{v}}$$

→ area del settore circolare parzializzato

f) FUGHE DI FLUIDO MOTORE

Sono le perdite che si hanno perché non tutto il fluido compie lavoro.
Ovvero piccole parti del fluido possono passare attraverso i giochi e quindi non compiono lavoro.

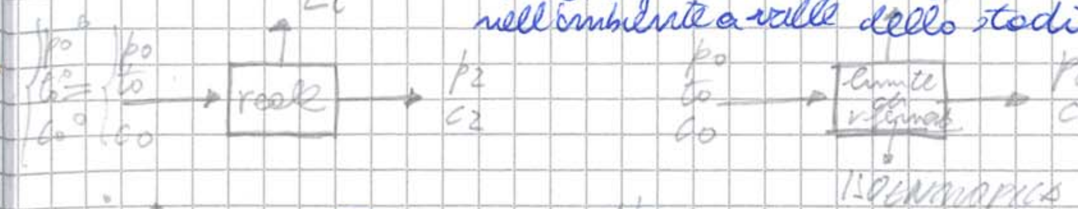
$$\Rightarrow \boxed{\eta_{\theta} = \frac{i_0^0 - i_2^0}{i_0^0 - i_{2is} - \frac{c_2^2}{2}}} \rightarrow \text{TOTAL TO TOTAL}$$

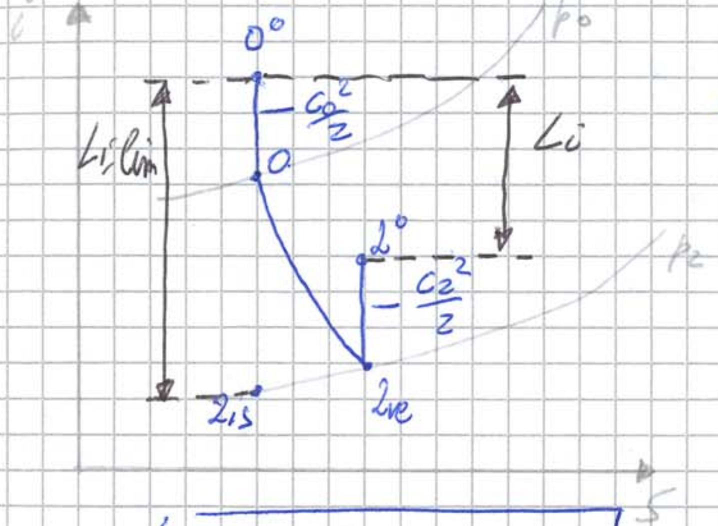
η_θ è indice del grado di perfezione della palettatura

NB: Questo η_θ tiene conto delle perdite di attrito nei condotti e delle perdite per urto.

• RENDIMENTO "TOTAL TO STATIC"

↳ L'energia cinetica allo scarico si dissipa totalmente nell'ambiente a valle dello stadio (statico) $\rightarrow c_2 = 0$





$0-2: \quad L_i = \Delta i^0 = i_0^0 - i_2^0$

$0-2_{is}: \quad L_{i,lim} = -\Delta i - \Delta E_c =$

$= \underbrace{i_0 - i_{2is} + \frac{c_0^2}{2}}_{i_0^0} - \cancel{\frac{c_2^2}{2}} = 0$

$\Rightarrow L_{i,lim} = i_0^0 - i_{2is}$

$$\Rightarrow \boxed{\eta_\theta = \frac{L_i}{L_{i,lim}} = \frac{i_0^0 - i_2^0}{i_0^0 - i_{2is}}} \rightarrow \text{TOTAL TO STATIC}$$

$\neq \frac{c_0^2}{2} + c_p(T_0 - T_{2,is})$

x al carnot $= T_1$

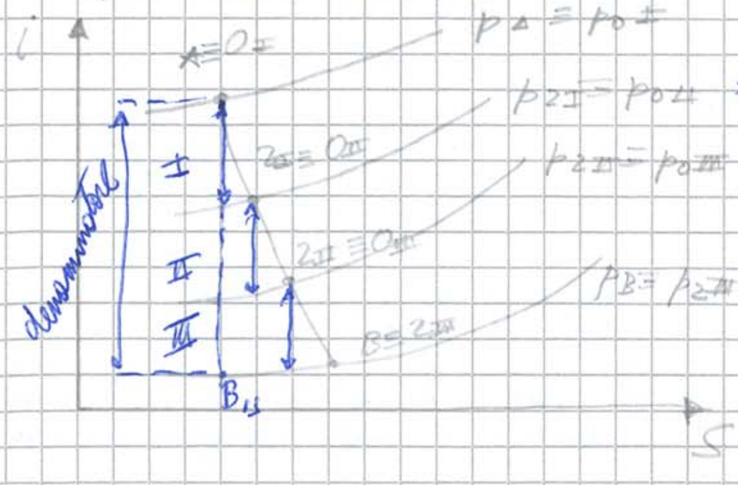
Quando utilizzo i due rendimenti?

η_θ: Per stadi intermedi di turbine di cui $\frac{c_2^2}{2}$ è integralmente utilizzata nello stadio successivo

η_θ: Per turbine monostadio; ultimo stadio di turbine oppure per stadio intermedio di turbina in cui l'energia cinetica è dissipata

NB: Se la macchina è "AD AZIONE" $\Rightarrow i_{1is} = i_{2,s}$

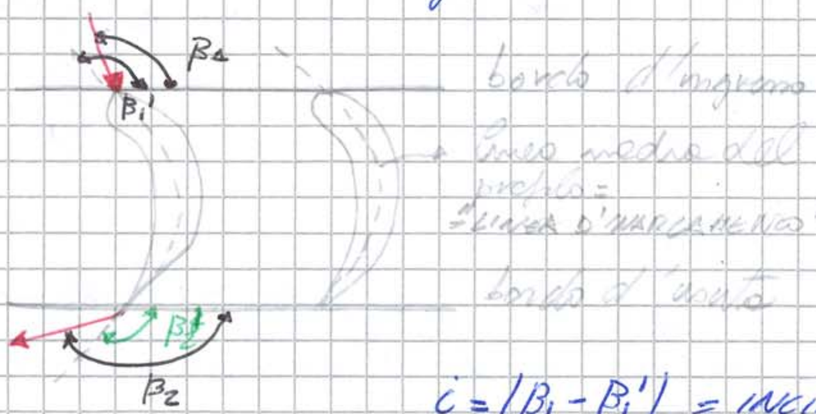
⇒ Esempio: caso a 3 stadi:



$$\Rightarrow y = \frac{\sum^{1+2+3}(i_0 - i_{2s})}{i_A - i_{B,is}}$$

PALETTATURA DI UNA TURBINA e PROFILI DELLE PALE

I condotti percorsi dal fluido in una turbina sono individuati da DIAFRAMMI, che prendono il nome di PALE, inseriti tra due corone delimitate da superfici di rotazione coassiali con le giranti. Le pale servono a modificare (in direzione e modulo o solo in direzione) le velocità del fluido



$\beta'_{1/2}$ = angoli geometrici

$\beta_{1/2}$ = angoli cinematici

$$i = |\beta_1 - \beta_1'| = \text{INCIDENZA}$$

$$\delta = |\beta_2 - \beta_2'| = \text{DEVIAZIONE}$$

NB: Nell'ambito della teoria unidimensionale $\delta = 0$ sempre

In progetto → $i = 0$, per minimizzare le perdite per urto

Fuori progetto → $i \neq 0$; avrò perdite per urto elevate

$$\varepsilon = |\beta_1 - \beta_2| = \text{DEFLESSIONE}$$

$$\theta = |\beta_1' - \beta_2'| = \text{ANGOLO DI INARCAMENTO}$$

La deflessione ε della corrente è legata all'angolo di inarcamento dalla:

$$\boxed{\varepsilon = \theta + i - \delta}$$

0 - 1 : 1° principio

$$\underbrace{Q}_{=0} - \underbrace{L_i}_{=0} = \Delta i + \Delta E_c \Rightarrow i_1 - i_0 + \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{i_1 = i_0 - \frac{c_1^2 - c_0^2}{2}} \rightarrow$$ trovato i_1 e noto p_1 su Mollier posso trovare il punto 1.

Oppure anche: $\boxed{i_1 = i_0^0 - \frac{c_1^2}{2}} \rightarrow \boxed{i_{1is} = i_0^0 - \frac{c_1^2}{2\varphi^2}}$

NB: La differenza di entalpia fra le condizioni reali 1 e le condizioni ideali 1_{is} corrisponde alla perdita di energia cinetica nel distributore, cioè all'energia cinetica che si sarebbe potuta ottenere in più se non si fossero avute perdite per resistenze passive nel distributore.

⇒ Ammettendo che le condizioni all'uscita del distributore coincidano con quelle all'ingresso nella girante, la velocità relativa di efflusso dalla palettatura mobile (w) è legata alla caduta isentropica di entalpia da:

1° principio $1 - 2_{is}$ → considero un osservatore solidale con girante, quindi un SISTEMA DI RIFERIMENTO NON INERZIALE.

Ho il termine ΔE_{cc} ← legato considerando il moto relativo (rotatorio) della girante:

$$\underbrace{Q}_{=0} - \underbrace{L_i}_{=0} = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_{cc} \Rightarrow i'_{2is} - i_1 + \frac{w'^2_{2is} - w_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_2^2}{2} = 0$$

nel sistema di rif. non inerziale

$$\boxed{w'_{2is} = \sqrt{w_1^2 + 2(i_1 - i'_{2is}) + (u_2^2 - u_1^2)}}$$ ← girante

velocità relativa di efflusso dalla girante

Nel caso di stadio puramente ASSIALE $u_1 = u_2$ perché $d = cost \rightarrow d_1 = d_2 \rightarrow u_1 = u_2$

Se stadio ASSIALE $u_1 = u_2$

$$\boxed{w'_{2is} = \sqrt{w_1^2 + 2(i_1 - i'_{2is})}}$$

MACCHINA AD AZIONE

NB: Per macchine ad AZIONE vale sempre $\boxed{w_2 = \psi w_1}$

La velocità reale w_2 sarà:

$$\boxed{w_2 = \psi \cdot w'_{2is}}$$

→ Noto β_2 (angolo geometrico di uscita dalla girante {per l'uscita l'angolo cinematico e geometrico coincidono}) e noto u_2

$$\vec{c_2} = \vec{w_2} + \vec{u_2}$$

Posso rappresentare i triangoli delle velocità ←

perché $\boxed{i_1 = i'_{2is}}$ e quindi $w'_{2is} = w_1$

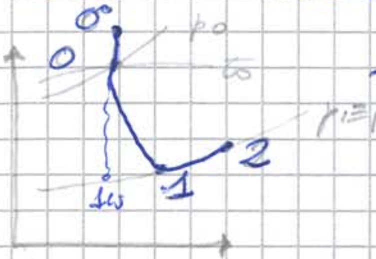
$\boxed{i_{1s} = i_{2is}}$

→ Si definisce GRADO DI REAZIONE di uno stadio di turbina il rapporto fra la caduta isentropica di entalpia nella girante e la somma delle cadute isentropiche nel distrib e nella girante:

$$\boxed{\chi = \frac{\Delta i_{s,g}}{\Delta i_{s,d} + \Delta i_{s,g}}}$$ → grado di reazione di uno stadio di turbina

In base al grado di reazione si definiscono:

- $\chi = 0$ → STADIO AD AZIONE → $\Delta i_{s,g} = 0$ ⇒ $\boxed{p_2 = p_1}$
- $\chi > 0$ → STADIO A REAZIONE → $\boxed{p_2 < p_1}$



→ Stadio ad azione

Possiamo definire anche il GRADO DI REAZIONE CINEMATICO:

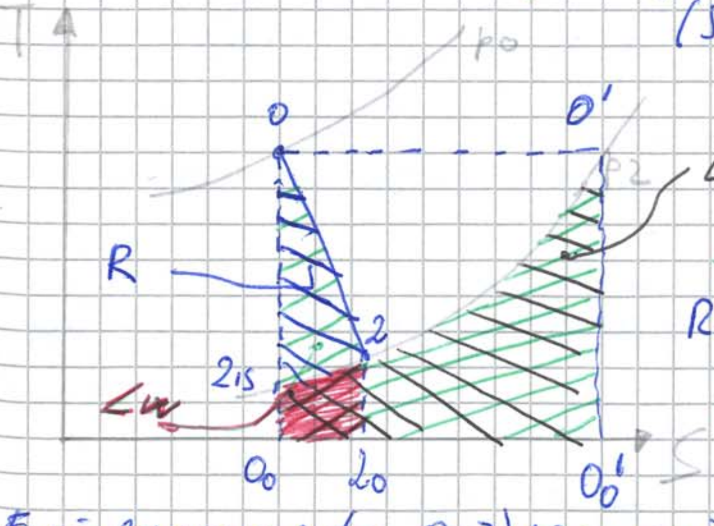
$$\boxed{R = \frac{\Delta i_g}{\Delta i^0} = \frac{\Delta i_g}{L_i} = \frac{i_2 - i_1}{L_i}}$$ → Grado di reazione cinematico

Δi^0 ↓ relativo a tutta la macchina

NB: Se $\chi = 0 \Leftrightarrow R < 0$

A livello grafico lungo il piano T-S i lavori e calori valgono:

(Stadio di macchina motrice a gas)
Devo considerare un 'isoterma tra 0 e 0' ovvero tra p_0 e p_2.



$L_{i,is} = 2_{is} O_0 0' O_0'$

$L_i \triangleq 2_{is} 2 0 + 0' O_0' 2_0 2$

R = recupero ≜ triangoloide $2_{is} 0 2$

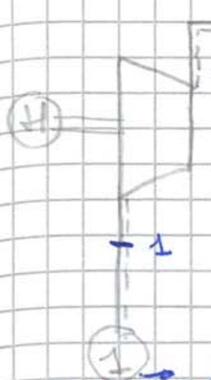
$L_w = 2_{is} 2 O_0 2_0$

Faccio espansione tra 0-2) 1° principio:

$$\cancel{Q} - L_i = \Delta i + \cancel{\Delta E_c} \rightarrow L_i = -\Delta i \Rightarrow L_i = c_p(T_0 - T_2)$$

© Proprietà riservata dell'autore - Digitalizzazione e distribuzione a cura del CENTRO APPUNTI - Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino / Pagina 71 di 160

LAVORO E RENDIMENTO DEL TURBOCOMPRESSORE



② → Ambiente di mandata = uscita macchina

NB: I turbocompressori lavorano con gas → noi utilizzeremo solo ARIA e lo consideriamo gas perfetto

NB: lo stadio può essere considerato ADIABATICO

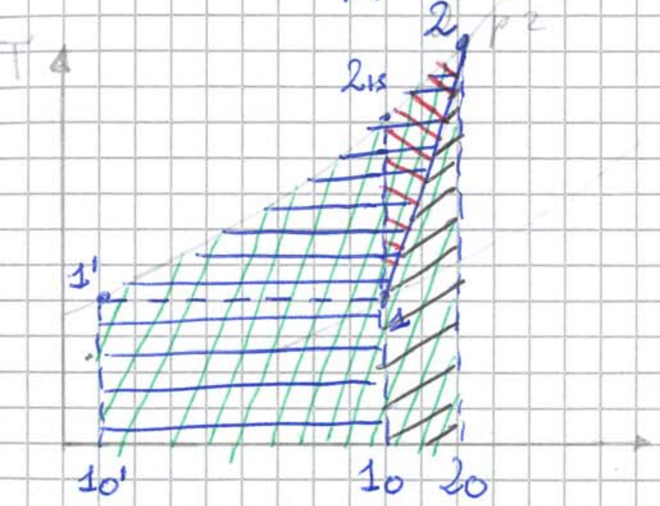
① → Ambiente di aspirazione = ingresso macchina

1 - 2 : 1° principio per macchine operatrici della macchina

$$\underbrace{\cancel{Q}}_{=0} + L_i = \Delta i + \underbrace{\cancel{\Delta E_c}}_{\simeq 0}$$

Quando considero tutta la macchina $\Delta E_c \ll \Delta i$
(se considero solo uno stadio non va bene)
→ Nel singolo stadio $\Delta i \approx \Delta E_c$ (stesso ordine di grandezza)

$$\Rightarrow L_i = \Delta i = c_p(T_2 - T_1)$$



NB: L_i corrisponde numericamente al lavoro scambiato lungo una trasformazione isobara reversibile (2 - 1') a pari estremi di temperatura.

$L_w \,\hat{=}\, 1\,1_0\,2_0\,2$

$CR \,\hat{=}\, 2_{is}\,2\,1$ = Controrecupero

$L_i \,\hat{=}\, 1_0'\,1'\,2\,2_0$

$L_{is} = 1_0'\,1\,2_{is}\,1_0$

L_{is} = compressione a partire da 1 fino a p_2 lungo un'adiabatica reversibile $\Rightarrow L_{is} < L_{reale}$ perché nelle condizioni ideali mi deve servire meno lavoro per far funzionare la macchina

$$\Rightarrow \boxed{L_i = L_{is} + L_w + CR}$$

$CR = 0$ → se fluido incomprimibile

$CR > 0$ → se fluido comprimibile

- $L_i = c_p(T_2 - T_1) \rightarrow L_i = c_p T_1\left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right)$ $\qquad \left.\begin{matrix} p_1 \\ T_1 \end{matrix}\right\} \rightarrow p_2 \rightarrow T_2$ non è spesso noto

$\Rightarrow$ 1 - 2 considero come trasf. politropica (generica) → nella quale $c = cost$, $m = cost$

□ $\frac{T}{p^{\frac{m-1}{m}}} = cost \rightarrow \frac{T_1}{p_1^{\frac{m-1}{m}}} = \frac{T_2}{p_2^{\frac{m-1}{m}}} \rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}}$

↓

Se consideriamo invece l'intera macchina, quindi con energie cinetiche trascurabili si ha:

$$\eta_{is} = \frac{L_{i,is}}{L_i} = \frac{c_p(T_{2is}-T_1)}{c_p(T_2-T_1)} = \frac{\cancel{R\frac{k}{k-1}}\left(\beta^{\frac{k-1}{k}}-1\right)}{\cancel{R\frac{k}{k-1}}\left(\beta^{\frac{m-1}{m}}-1\right)} = \frac{\beta^{\frac{k-1}{k}}-1}{\beta^{\frac{m-1}{m}}-1} = \eta_{is}$$

con $\boxed{k < m}$

$$\boxed{\Rightarrow L_i = \frac{1}{\eta_{is}} \cdot L_{i,is} = \frac{1}{\eta_{is}} \cdot \frac{R k}{k-1} T_1 \left(\beta^{\frac{k-1}{k}}-1\right)}$$

• RENDIMENTO POLITROPICO

Considero una trasformazione politropica reversibile con m politropico = m reale ma senza lavoro delle irreversibilità.

$$\int_1^2 T\,dS = Q + \cancel{L_w} = Q > 0$$

↳ di politropica reversibile

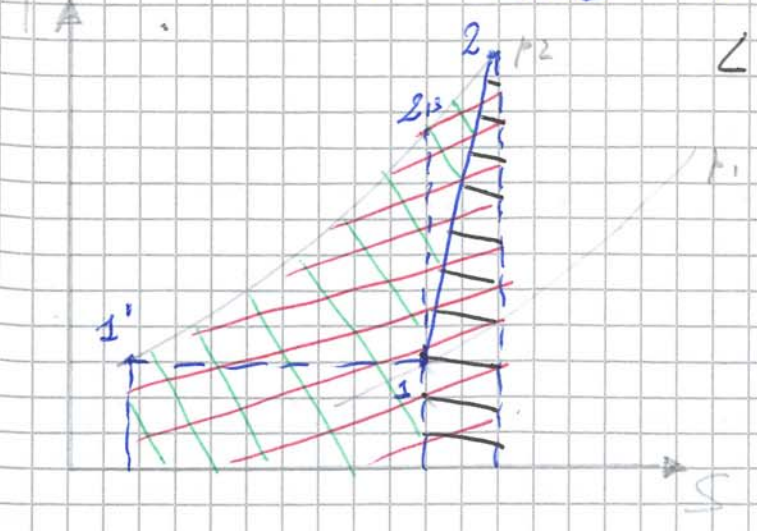
In questa trasformazione si fornisce calore per passare da 1 a 2 in modo reversibile (mentre nella trasf. reale ho un calore dato dalle irreversibilità).

$$L_i = \int_1^2 v\,dp + \Delta E_c + \Delta L_w \Rightarrow L_{i,pol} = \int_1^2 v\,dp + \Delta E_c = L_i - L_w$$

Se $\Delta E_c << \int_1^2 v\,dp$ allora ΔE_c è trascurabile e si ha:

$$\begin{cases} L_{i,pol} = \int_1^2 v\,dp \\ p v^m = cost \rightarrow p v^m = p_1 v_1^m \rightarrow v = v_1 p_1^{1/m} p^{-1/m} \\ p_1 v_1 = R T_1 \end{cases}$$

→ si ottiene $L_{i,pol} = \frac{m}{m-1} R T_1 \left(\beta^{\frac{m-1}{m}}-1\right)$



L_w ; $L_{i,pol}$ L_i reale

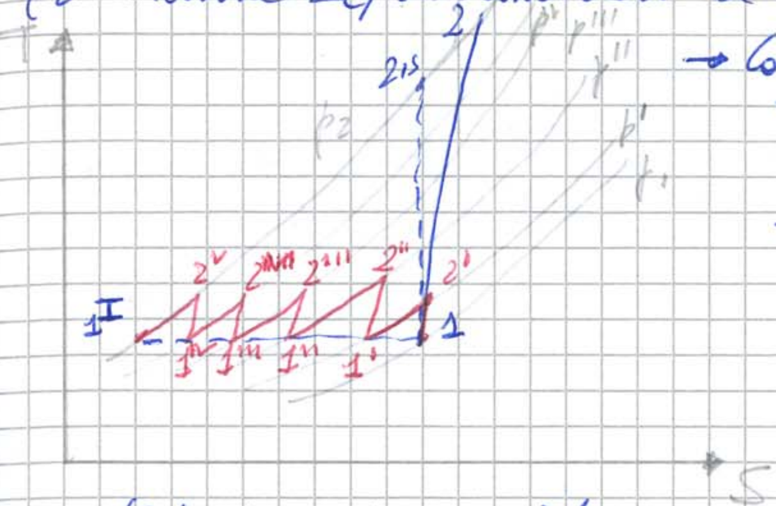
$$\boxed{L_{i,pol} = L_i - L_w}$$

$$\eta_{pol} = \frac{L_{i,pol}}{L_i}$$

↓

In questa macchina però è impossibile mantenere β T costante mentre comprimo.

⇒ Devo allora cercare di fare una COMPRESSIONE INTEREFRIGERATA (la vedremo Li) avvicinandomi a un'isoterma.



→ Comprimo da $p_1 \to p'$ e poi raffreddo in modo isobaro ... fino a $p^v \equiv p^2 \to$ fino a 1^I

→ In questo modo spendo meno lavoro.

Se fossero infiniti spenderei pochissimo e potrei approssimare ad una isoterma.

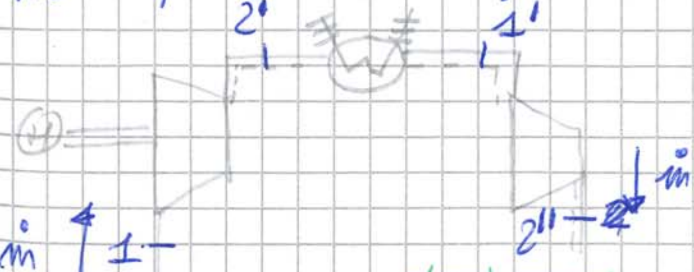
Ma più compressioni interefrigerate faccio e più stadi devo avere quindi aumenta sempre più la complessità della macchina e aumentano i costi.
Ovviamente c'è un limite di stadi per cui la cosa non conviene più.

→ Se avessi n stadi di compressione e se $T' = T'' = T''' = \dots = T^I$ il β ottimo j-esimo sarebbe:

$$\boxed{\beta_{opt}^{(j)} = \sqrt[n]{\beta}}$$ ← numero di stadi

→ cioè il β è lo stesso per tutte le interefrigerazioni e viene così uniforme e minimizzato il lavoro.

Per esempio con 2 stadi:



$$\to \beta = \frac{p_2''}{p_1} = \frac{p_2'}{p_1} \cdot \frac{p_2''}{p_2'}$$

$p_2' = p_1'$

$\frac{p_2'}{p_1} \to \beta'$, $\frac{p_2''}{p_2'} \to \beta''$

NB: La ṁ di un compressore è minima quando è in condizioni di POMPAGGIO (lo studio ultimo)

→ Il TURBOCOMPRESSORE può avere due configurazioni:

Turbocompressore
- Radiale (centrifugo) → solitamente monostadio
- Assiale → solitamente multistadio

Lo stadio è composto da: girante (mobile) + diffusore (fisso)

Diffusore
- Palettato → presenta delle palette che guidano meglio il flusso → η superiore
- Non palettato → ha un canale in cui la sezione va variando

Per il lavoro valgono:

$$\begin{cases} L_i = c_p(T'' - T') + \frac{c''^2 - c'^2}{2} \\ \boxed{L_i = c_p(T_2 - T_1)} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \\ L_i = c_u'' u'' - c_u' u' = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{w'^2 - w''^2}{2} + \frac{u''^2 - u'^2}{2} \end{cases}$$

NB: se considero un solo stadio devo aggiungere questo termine, x considero + stadi posso trascurarlo.

→ A parità di c e w se $\frac{u''^2 - u'^2}{2} > 0$ allora $L_i \uparrow \Rightarrow \Delta p \uparrow$

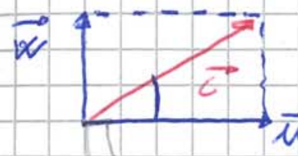
→ mi conviene quindi fare una macchina in cui $u'' > u'$ ovvero un turbocompressore CENTRIFUGO.

→ ho conviene perché otterrei delle c e w minori a parità di lavoro assorbito.

⇒ se $u'' > u'$ posso diminuire c e w e, siccome $L_w \propto c, w$ allora il η cresce.

⇒ Per questi due motivi il turbocompressore conviene CENTRIFUGO

Perché scelgo centrifugo?



→ in progetto il fluido esce dalla palettatura con direzione geometrica

~~$\mathcal{L} = \dot{m}(r'c_u' - r_2 c_{u2})$~~

→ l'equazione del momento della quantità di moto applicata ad una superficie di controllo che circonda la girante da la seguente espressione del momento risultante, intorno all'asse della girante, delle forze trasmesse al fluido dai condotti mobili:

$$\mathcal{L} = \dot{m}(r'c_u' - r_2 \underbrace{c_{u2}}_{=0})$$

$=0$

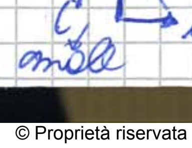
→ si assume normalmente che il fluido entri nella girante senza componenti tangenziali di velocità, a meno che il condotto d'ingresso non sia munito di palettature che imprimano al fluido una deflessione (pregirante).

⇒ $c_u' = 0$ → ovvero c' è puramente assiale → $c' = c_a'$

→ Applico equazione di continuità tra I e II:

$$\dot{m} = \varepsilon' \pi d' l' c_a' \rho' = \varepsilon'' \pi d'' l'' c_r'' \rho''$$

↓



Se siamo in condizioni di regime turbolento: $L_w \propto w_r''^2$

Per l'eq. di continuità: $\dot{m} = \xi'' \pi d'' l'' w_r'' \rho'' \Rightarrow w_r'' \propto \frac{\dot{m}}{\rho''}$

$\Rightarrow$ se $L_w \propto w_r''^2 \Rightarrow L_w \propto \left(\frac{\dot{m}}{\rho_1^0}\right)^2 \Rightarrow L_w = \text{cost.} \left(\frac{\dot{m}}{\rho_1^0}\right)^2$

(1) La (1) ora vale:

$$\beta^0 = 1 + \frac{u''^2 - \text{cost}\left(\frac{\dot{m}}{\rho_1^0}\right)^2}{\frac{p_1^0}{\rho_1^0}}$$

I due termini valgono:

- $\frac{u''^2}{\frac{p_1^0}{\rho_1^0}} = \frac{(\pi d'' \cdot n)^2}{p_1^0/\rho_1^0} = \frac{\pi d'' \cdot n}{\cancel{p_1^0}/\cancel{p_1^0} RT_1^0} \propto \frac{n^2}{RT_1}$ dove n = n° giri

- $\frac{\text{cost}\left(\frac{\dot{m}}{\rho_1^0}\right)^2}{p_1^0/\rho_1^0} = \cancel{\text{cost}} \Rightarrow \text{cost.} \frac{\frac{\dot{m}^2}{\rho_1^{02}}}{\frac{p_1^0}{\rho_1^0}} = \text{cost} \frac{\dot{m}^2}{p_1^0 \rho_1^0} = \text{cost} \frac{\dot{m}^2}{p_1^0 \cdot \frac{p_1^0}{RT_1^0}} =$

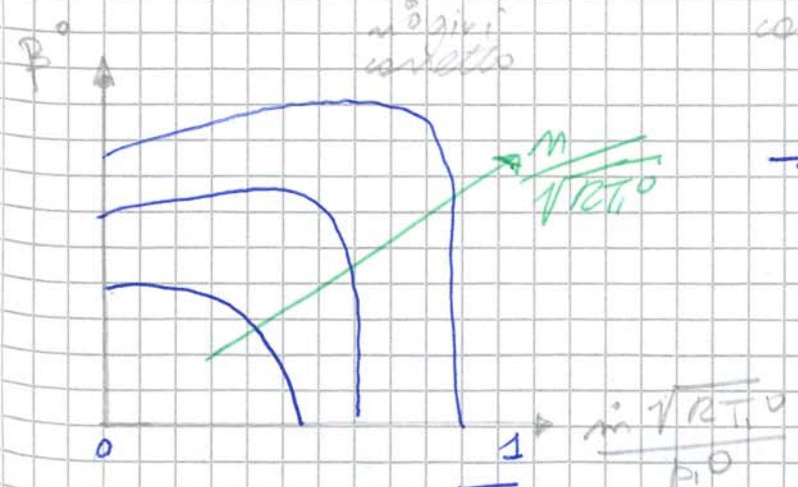
$$= \text{cost.} \frac{\dot{m}^2 \cdot RT_1^0}{p_1^{02}} \propto \frac{\dot{m}^2 RT_1^0}{p_1^{02}}$$

$\Rightarrow \beta_0$ risulta funzione di questi due termini:

$$\beta_0 = f\left(\frac{n}{\sqrt{RT_1^0}}, \frac{\dot{m}\sqrt{RT_1^0}}{p_1^0}\right)$$

n° giri corretto — portata corretta

$\rightarrow$ NB: detto ipotesi di: $\Delta p \approx 0$, $L_w \propto w_r''^2$



$\rightarrow$ Caratteristica manometrica in funzione della portata corretta per diversi valori del n° di giri corretto

$\Rightarrow \eta_{is} = f\left(\frac{\dot{m}\sqrt{RT_1^0}}{p^0}, \frac{n}{\sqrt{RT_1^0}}\right)$

$$\boxed{\begin{array}{c} pV = mRT \\ pv = RT \end{array}}$$ → Eq. stato gas perfetti

$$\boxed{dU = c_v dT}$$ → Energia interna

$$\boxed{di = c_p dT}$$ → Entalpia

$$\boxed{\begin{array}{c} dS = c_v \frac{dT}{T} + R\frac{dv}{v} \\ dS = c_p \frac{dT}{T} - R\frac{dp}{p} \end{array}}$$ → Entropia

$c_p - c_v = R$

$K = \frac{c_p}{c_v}$

$K = \frac{c_p}{c_p - R}$

$c_p = \frac{RK}{K-1}$

ISOBARA: $\frac{v}{T} = \text{cost}$ → $p = \text{cost}$

ISOCORA: $v = \text{cost}$ → $\frac{p}{T} = \text{cost}$

ISOTERMA: $T = \text{cost}$ → $pv = \text{cost}$

ISOENTROPICA: $dS = 0$:

$$T \cdot v^{K-1} = \text{cost}$$

$$\frac{T}{p^{\frac{K-1}{K}}} = \text{cost}$$

$$p \cdot v^{K} = \text{cost}$$

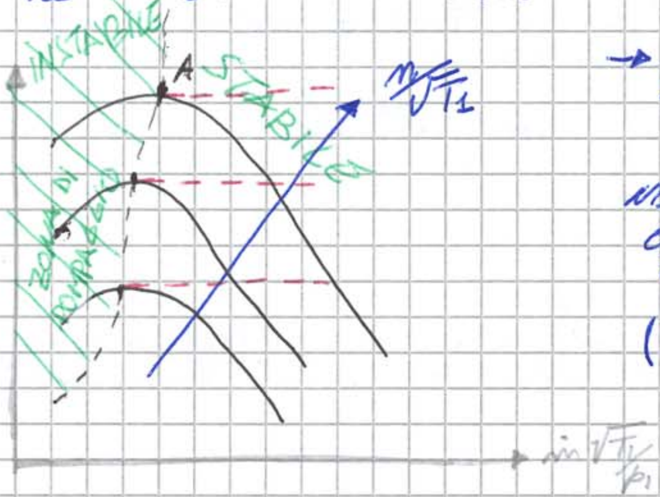
POLITROPICA: cambio k con m e ho:

$$\frac{c_p - c_v}{c_v - c} = m - 1 \Rightarrow c = c_v \cdot \frac{m-K}{m-1}$$

⇒ Questa sarà la caratteristica di regime permanente.

Ma agli effetti del giudizio sulla stabilità di funzionamento, più di questa interessa la caratteristica istantanea, ovvero una caratteristica esterna in condizioni transitorie.
→ Nel transitorio le tubazioni possono essere considerate con capacità infinita, cioè in queste tutti i con. quelle del compressore si troverà una capacità sufficiente per compensare momentaneamente le variazioni di portata.

⇒ La caratteristica del circuito sarà quindi una retta orizzontale.

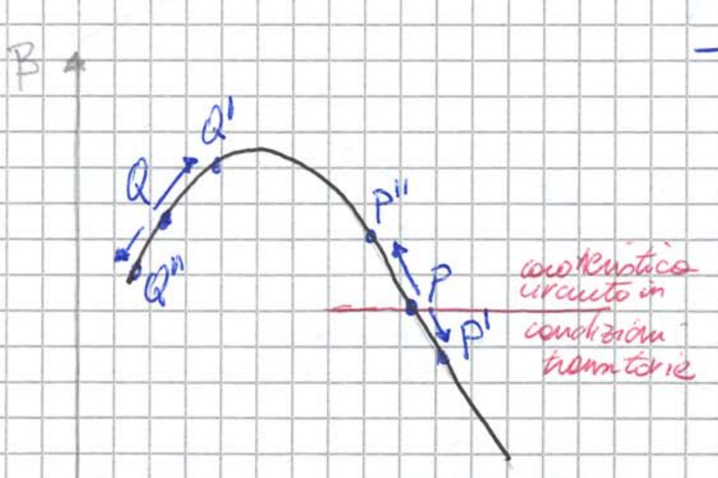


→ P sarà stabile nel tratto decrescente della caratteristica

NB: Il punto iniziale di instabilità coincide, dunque, all'incirca con il vertice A della caratteristica e si chiama LIMITE DI POMPAGGIO (essendosi attribuito questo nome al fenomeno delle pulsazioni che avvengono nel fluido quando il ~~[illegible]~~ compressore funziona in queste condizioni).

Se traccio una curva passante per i massimi ottengo la CURVA LIMITE DI POMPAGGIO, che è la curva che separa le condizioni di funzionamento stabili dalle instabili.

⇒ È quindi opportuno non andare a funzionare nella zona a pendenza positiva della caratteristica interna (turbocompressore) perché il punto di funzionamento risulterebbe variabile nel tempo, comportando con ciò carichi aerodinamici variabili sulle pale e quindi un aggravio delle sollecitazioni meccaniche con possibilità di rottura.



→ Considerando il punto P di funzionamento e immaginando che per un piccolo disturbo la portata tenda ad aumentare:

$\dot{m}$ aumenta → P tenderà a spostarsi da P a P'
→ Allora il β_T (del turbocompressore) diventerà minore del β_C (del circuito [fisso]).
Ovvero il circuito sta esercitando una resistenza maggiore, rallentando il fluido facendone diminuire la velocità.

$P \to P'$
$\beta_T < \beta_C$
$P' \to P$

⇐ Ma se diminuisce la velocità allora diminuisce anche la portata per cui tenderà a riportare il punto di funzionamento nel punto P.

Ciò vuol dire che a sx ho aumentato l'incidenza mentre a dx l'ho diminuita.
→ Lo stallo allora passa nella paletta successiva in direzione opposta alla u.

NB: Si dice "stallo" perché il fluido si stacca, "rotante" perché passa da una paletta all'altra in direzione opposta alla u.

NB → Lo stallo rotante è critico, quindi, di carichi aerodinamici variabili sulle pale con conseguenze che possono essere gravi per l'integrità del compressore.
Generalmente lo stallo rotante si manifesta nella zona di funzionamento del compressore già esclusa dall'uso per la possibilità di fenomeni di pompaggio → se evito il pompaggio evito quindi anche lo stallo
⇒ La condizione da evitare è dunque il POMPAGGIO.

Considerazioni:

- Per un TURBOCOMPRESSORE CENTRIFUGO → $\beta_{MAX} \cong 4$

Ma per β elevate ho in base.
→ Se voglio η elevate bisogna usare un turbocompressore assiale perché ha β_{stadio} basso.

Ma in un turbocompressore assiale se voglio un β_{tot} elevato dovrò usare per forza una macchina multistadio:

$$\beta_{tot} = \prod_{j=1}^{N} \beta_j \qquad \text{dove } N = n° \text{stadi}$$

- TURBOCOMPRESSORE ASSIALE:

  - è quasi sempre MULTISTADIO → Ogni stadio è composto da girante più diffusore;
  - può essere presente una PREGIRANTE (palettatura fissa a monte del primo stadio in modo che $C_u' \neq 0$).
  - può essere presente un RADDRIZZATORE (palettatura fissa a valle dell'ultimo stadio) → serve a realizzare un'ulteriore compressione. Cioè trasforma l'eventuale energia cinetica rendendo in uscita in un aumento di pressione.
  - in generale il diametro e l'altezza della palettatura non sono costanti (d può essere anche costante mentre l no)
    → l'altezza della palettatura (l) va generalmente decrescendo dal primo all'ultimo stadio per poter mantenere sufficientemente elevata la componente assiale della velocità del gas nonostante il suo volume massico vada via via diminuendo.

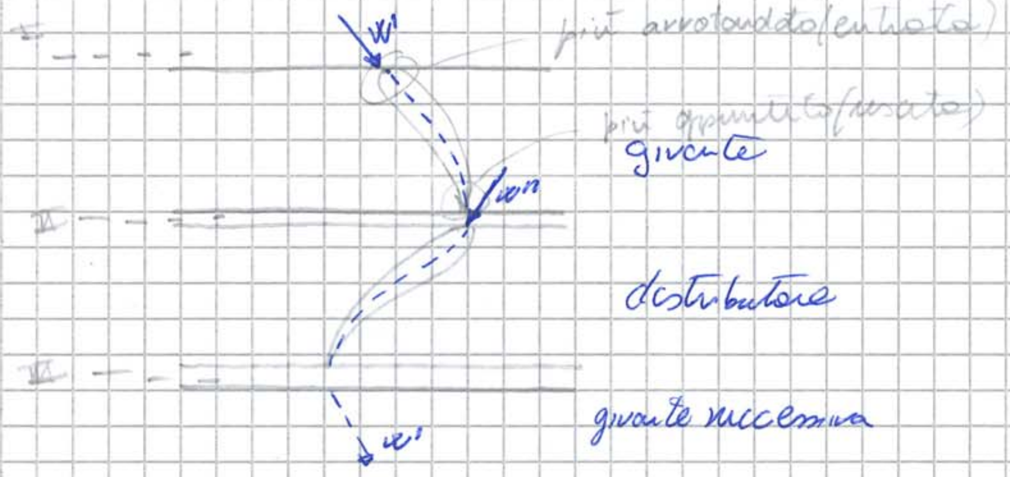
$\Rightarrow$ $\mathcal{E}$ girante piccolo quindi $\mathcal{E}$ distributore piccolo $\Rightarrow$ $Cu'' - Cu'$ piccolo

$\Rightarrow L_i$ piccolo $\Rightarrow \beta$ piccolo

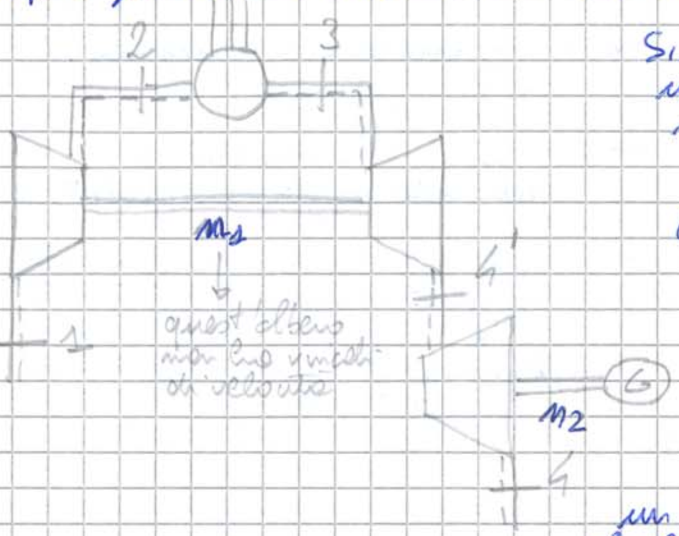
$L_i = Cu'' u'' - Cu' u'$ $\Rightarrow$ Il singolo stadio fa poco lavoro. Se voglio un rapporto di compressione elevato devo quindi avere tanti stadi.

se $d = cost \Rightarrow L_i = (Cu'' - Cu')u$

NB: Se gli stadi sono uguali tra loro posso vedere lo stadio successivo come uguale a quello prima.



Si può quindi avere anche una CONFIGURAZIONE BI-ALBERO:



Si hanno 2 turboespansori. Il primo è utilizzato per vincere gli attriti della macchina mentre il 2° per la produzione di energia elettrica

Quindi $n_2 = \frac{f}{p}$ → Ovvero la velocità di rotazione del secondo albero è vincolata, quella del primo no.

⇒ Le due turbomacchine (i turbo espansori) saranno accoppiati non meccanicamente ma da un punto di vista fluidodinamico (cioè ho la stessa portata.

NB: In entrambe le configurazioni il fluido dopo 4 viene disperso in atmosfera perché sono cambiate le proprietà chimiche del fluido (da 1→2 è aria mentre da 3→4 sono gas combusti).

Cioè in: - 2 → ho reagenti: aria e combustibile
- 3 → ho gas combusti

} Hanno diverse proprietà chimiche per questo dll'usato il fluido deve essere rinnovato.

Quindi i cicli a gas sono cicli APERTI in cui il fluido viene rinnovato (a differenza dei cicli a vapore in cui il fluido era riutilizzato). Questo perché nel ciclo:

- vapore → ho combustione esterna al fluido motore → non cambia le proprietà chimiche;
- gas → ho combustione in seno al fluido motore → cambiano le proprietà chimiche.

CICLO IDEALE DI RIFERIMENTO PER GLI IMPIANTI DI TURBINA A GAS:

Per ciclo ideale si intende un ciclo percorso da FLUIDO IDEALE (sarà gas perfetto → vale $pv = RT$ con $R = cost$; $c_v, c_p = cost$) ed è un ciclo SENZA PERDITE.

NB: Considerando un gas perfetto vuol dire che non avrò variazione di composizione chimica durante il ciclo (aria è considerata come gas perfetto)
→ Il ciclo di riferimento sarà quindi un ciclo CHIUSO in cui non si ha la combustione ma considereremo degli scambi di calore con l'esterno.
Ci sarà quindi un Q_1 fornito al fluido e un Q_2 sottratto al fluido.

→ Il ciclo sarà quindi anche a MASSA COSTANTE

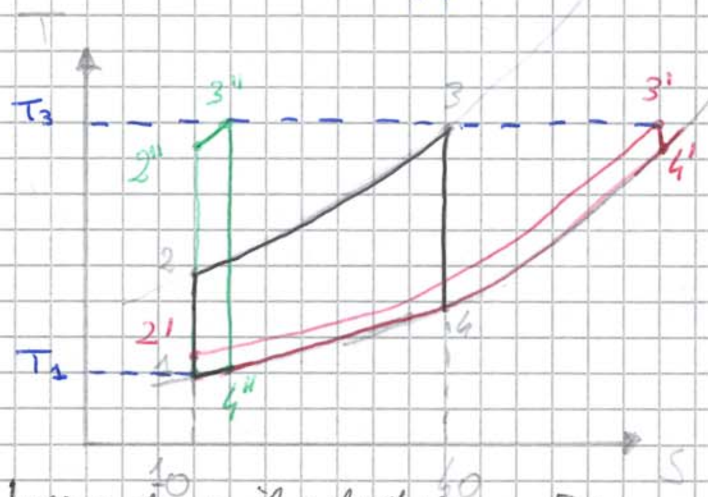
Si chiama CICLO JOULE ed è composto da due adiabatiche reversibili (isentropiche) e da due isobare.

$L_{id} = f(\beta, T_1, T_3)$ ⇒ In questo modo il lavoro diventa funzione solo più di 3 grandezze che sono generalmente note:

- β è assegnato perché deve venir specificato dal produttore dell'impianto;
- T_1 è la temperatura dell'ambiente, quindi è noto;
- T_3 rappresenta la temperatura massima del ciclo ed è legata alla resistenza dei materiali utilizzati per il turboespansore → quindi è noto.

NB: Gli attuali valori per T_3 possono arrivare fino a: $T_3 \simeq 1400 \div 1500\ °C$ "T_{MAX}"

⇒ Per due condizioni di β estreme si ha che L_{id} si annulla → $L_{id} = 0$
T_1 e T_3 saranno cmq fissati:



1° CASO:

- $L_{id} = 0$ per $2 \to 1$ ⇒ $\beta \to 1$

Il punto tende al punto 1 (si ottiene il ciclo in rosso)

$L_{id} = c_p(T_3 - T_2) - c_p(T_3 - T_1)$

le T sono quasi uguali perché l'altezza del ciclo è molto piccola → quindi anche le pressioni tendono a coincidere
⇒ Allora $\beta_a \to 1$

In generale per il ciclo di riferimento:

$Q_1 \hat{=} 1_0 2 3 4_0$

$Q_2 \hat{=} 1_0 1 4 4_0$

$L_{id} \hat{=} 1 2 3 4$

2° caso:

- $L_{id} = 0$ per $2 \to 3$ ⇒ $\beta \to \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$

Per l'espansione adiabatica posso scrivere:

$\beta = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$ ma se $2 \to 3$ allora $T_2 \to T_3$

⇒ $L_{id} = 0$ per $\beta_b \to \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{k/k-1}$

⇒ Ci sarà quindi un valore di β che massimizza il lavoro. Questo valore sarà la media geometrica tra β_a e β_b

Quanto vale?

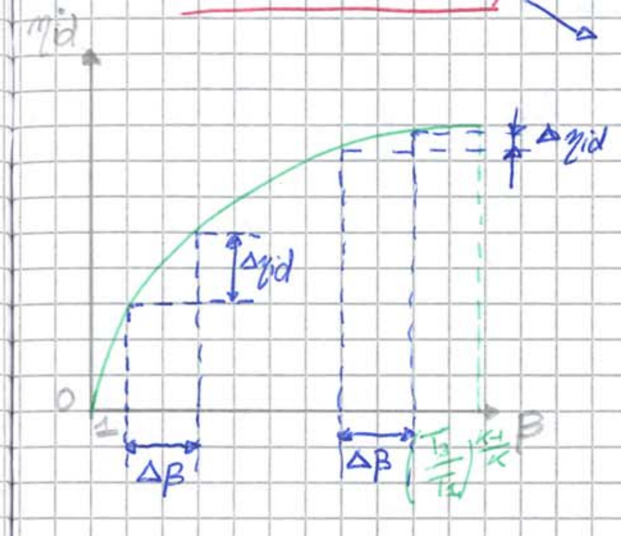
In generale $L_{id} = \underbrace{c_p(T_3 + T_1)}_{1} - \underbrace{c_p(T_2 + T_4)}_{2}$

1: termine fissato noto perché $T_1 \to$ ambiente e $T_3 \to T_{MAX}$ ⇒ è indipendente da β

2: termine che dipende da β. Più β è elevato più T_2 sarà elevato

$$\Rightarrow \eta_{id} = 1 - \frac{\frac{T_3}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - T_1}{T_3 - T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{T_3/\beta^{\frac{k-1}{k}} - T_1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}\left(\frac{T_3}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - T_1\right)} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}$$

$$\Rightarrow \boxed{\eta_{id} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}} = 1 - \beta^{-\frac{k-1}{k}} = 1 - \beta^{\frac{1-k}{k}}$$



NB: Il η_{id} è quindi indipendente da T_3 e cresce al crescere di β ma sempre meno. Cioè per β alti il η aumenta poco.

⇒ lavorando con β bassi può valere la pena aumentare di poco β per aumentare il η.

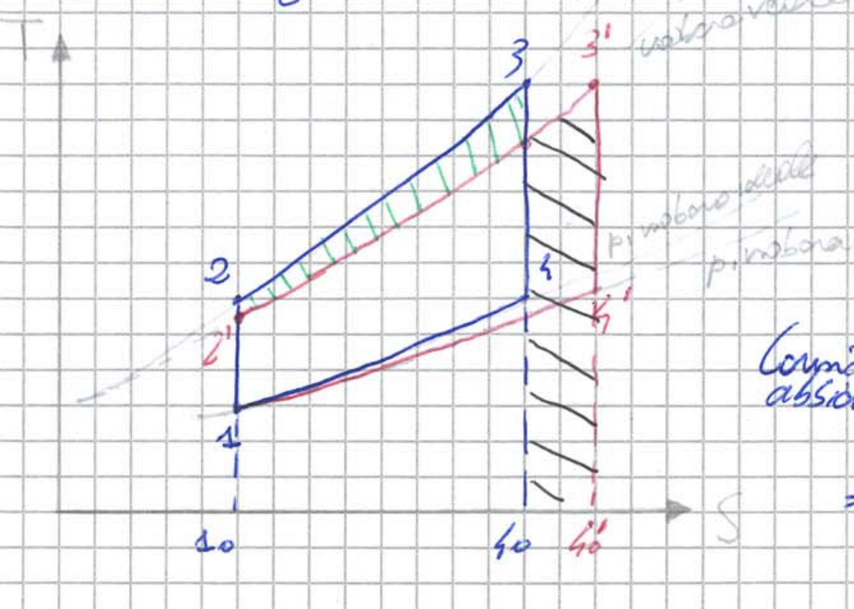
Valori tipici di k:
- aria: $k = 1,4$
- gas monoatomico (es. Argon) $k = 1,67$

CICLO LIMITE

Con ciclo limite facciamo riferimento a un ciclo:
- con fluido reale → consideriamo un gas quasi perfetto (vale sempre $pv = RT$ con $R = cost$ ma $c_v = f(T)$, $c_p = f(T)$)
- senza perdite

⇒ c_p e c_v aumentano con l'aumentare della T. Ma se c_p cresce allora k tenderà a diminuire quindi diminuirà anche il η.

Inoltre se c_p cresce, l'isobara verrà modificata. ←
Ciò sarà quindi una causa di perdita di η.



Ciclo ideale: 1234

Ciclo limite 12'3'4'

Consideriamo però che i due cicli assorbono lo stesso Q_1

$$\Rightarrow Q_{1,id} = Q_{1,lim}$$

⇓

b) Perdite di calore nel combustore. Tra cui:
- perdite verso l'esterno (il combustore non è perfettamente adiabatico);
- incompletezza della combustione (non tutto il combustibile brucia in modo completo);
  ↳ Affinché la combustione sia completa bisogna che tutto l'H_2 nel combustibile sia ossidato ad H_2O e tutto il C ossidato a CO_2.

→ La combustione è completa se nei prodotti, tutti i reagenti diventano:

$$H \rightarrow H_2O$$
$$C \rightarrow CO_2$$

Cioè, se allo scarico (ovvero nei prodotti) si trova anche HC (idrocarburi incombusti), H_2, CO, allora la combustione non sarà stata completata.
⇒ Ciò vuol dire che tutta l'energia non sarà stata convertita in calore.

Si definisce allora il rendimento del combustore:

$$\boxed{\eta_b = \frac{\dot{Q}_1}{\dot{m}_b H_i}}$$

$\dot{Q}_1$ → potenza termica fornita ai gas combusti
H_i → potere calorifico inferiore

Allora: $\boxed{\dot{Q}_1 = \eta_b \cdot \dot{m}_b \cdot H_i = (\dot{m}_a + \dot{m}_b) \cdot c_p' (T_3 - T_2)}$

dove per c_p':

Reagenti:
- aria
- combustibile

↳ Hanno capacità termica minore c_p

Prodotti:
- gas combusti

↳ Hanno $c_p' > c_p$

c) Cadute di pressione nel combustore
Ciò vuol dire che il combustore non è perfettamente isobaro

$$\Rightarrow \boxed{p_3 < p_2}$$

Si definisce allora il RENDIMENTO PNEUMATICO del COMBUSTORE:

$$\boxed{\eta_{\pi b} = \frac{p_3}{p_2}} \quad (\text{vale circa} \simeq 0{,}98)$$

→ Ciò fa sì che debba definire due rapporti manometrici, per la turbina e per il compressore:
- $\beta_C = p_2/p_1$
- $\beta_T = p_3/p_4 = \dfrac{p_2 \eta_{\pi b}}{\underset{p_1 = p_4}{p_1}} = \beta_C \cdot \eta_{\pi b}$

$$\Rightarrow \boxed{\beta_T = \beta_C \cdot \eta_{\pi b}} \Rightarrow \beta_T < \beta_C$$