



**Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino**

**Appunti universitari**

**Tesi di laurea**

**Cartoleria e cancelleria**

**Stampa file e fotocopie**

**Print on demand**

**Rilegature**

**NUMERO: 1758A -**

**ANNO: 2015**

# **A P P U N T I**

**STUDENTE: Mazzia Vittorio**

**MATERIA: Fondamenti di macchine e oleodinamica - prof.  
d'Ambrosio**

Il presente lavoro nasce dall'impegno dell'autore ed è distribuito in accordo con il Centro Appunti.

Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica o rete telematica, senza previa autorizzazione scritta dell'autore.

**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.  
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

Lezione 1 1° Prof. Stefano d'Ambrosio 2.03.15  
 2° Prof. Ferraris

→ Definizioni generali

Macchine: sistema utilizzato per convertire dell'energia. Insieme di elementi fissi e mobili vincolati da legami definiti cinematicamente. Almeno uno degli elementi essenziali è sottoposto a forze che compiono lavoro e quindi è in movimento.

In questo corso parleremo di macchine a fluido perché la conversione dell'energia avviene per mezzo di un fluido.

FLUIDO { incompressibile  $\rho \approx \text{cost}$  liquido (in questo corso) acqua  
 compressibile  $\rho \neq \text{cost}$  gas e vapore

La ipotesi di incompressibilità non è più valida.

MACCHINA { funzione (dirigenza di troppa energia) { motrice → energia primaria in energia meccanica  
 operatrice → energia meccanica in un'altra forma  
 - motrice del fluido di lavoro { idraulico → fluido incompri.  
 termico → fluido compressibile con fenomeni termici e denso.  
 - principio di funzionamento { meccanica o turbomacchine (funz. continuo)  
 volumetrica (funz. intermittente)

energia primaria: energia presente in natura a cui non sono ancora state attuate trasformazioni. C'è sia la presenza di fonti rinnovabili e non rinnovabili.

funz. intermittente: una parte del fluido viene diviso, isolato dal resto.

Le tre divisioni sono indipendenti infatti motore a scoppio: motrice, termica, volumetrica. Turbopompa: operatrice, idraulica (acqua e glicole), dinamica.



Es ove  $V = 1 - 1 + 2 = 2$  acqua  $V = 1 - 2 + 2 = 1$   
(tre lip e u g r e)

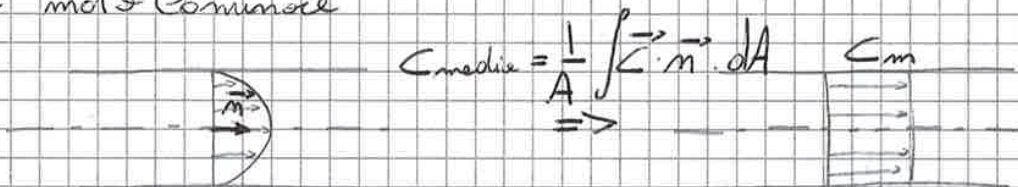
Studio di un sistema:  
 - Lagrange → sist. chiuso (Posizione di materia)  
 - Euleriano → sist. aperto (posizione di spazio)

Moto stazionario: proprietà indipendenti dal tempo. Permette di semplificare le trattazioni.

Moto ciclico: le proprietà non sono costanti ma si ripetono nel tempo.

Momento unidimensionale: le proprietà della corrente fluida sono considerate costanti lungo una sezione  $\perp$  alla direzione della corrente fluida.

Es mot Cominare



$\vec{n}$ : vettore che individua la superficie

Moto uniforme: caso in cui ho le stesse proprietà per ogni punto

Lezione 2

3.03.15

→ Studio Lagrangiano (contorno)

• Legge di conservazione della massa

$m_s$   $\rho = \frac{\delta m}{\delta V}$   $m_s = \text{cost}$   
 $\frac{dm_s}{dt} = 0$   $\frac{d}{dt} \int_m dm = \frac{d}{dt} \int_V \rho dV = 0$

Legge di conservazione dell'energia (1° principio)

$t_i = t_0$   $\delta Q + \delta L = dE$  *proprietà estensiva*  
 $t_f = t_0 + dt$   $\delta Q + \delta Z = dE$  *proprietà intensive*

$d$ : indica un differenziale esatto  $\delta$ : indica quantità piccole



$$\dot{L} = \iint \vec{f} \cdot \vec{c} \cdot dA = \int_{A_{dm}} \vec{c} \cdot dA + \int_A \vec{f}_6 \cdot \vec{c} \cdot dA$$

Posso considerare  $f_m = -p \vec{m}$  ↳ Posizione trascurabile  
 perché  $f_6 \ll f_m$

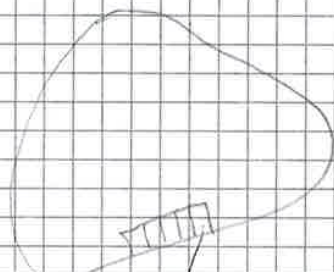
$$\dot{L} = \int_A -p \vec{m} \frac{d\vec{s}}{dt} \cdot dA \quad \vec{m} \cdot d\vec{s} = ds_m$$

$$= \int_A -p \frac{ds_m}{dt} dA = \int -p \frac{d^2V}{dt^2}$$



Il Lavoro

$$\delta L = \dot{L} dt = \int_V -p d^2V = -p dV$$



Consideriamo di suddividere la superficie di contorno con p costante per ogni area elementare

$$\Rightarrow \delta L = \sum_S -p_S dV_S$$

$p = \text{cost}$  su ciascuna area

### Energie

$$E = U + E_c + E_p + \dots + E_w$$

sistema di rif. fisso e inerte

Sistema di riferimento mobile o non inerte

**NB** Ci sono due contributi di energia ma che <sup>non</sup> se <sup>variano</sup> nel tempo non mi interessa sapere il suo valore assoluto

$$U = \int_m U dm = \int_V U \rho dV$$

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

energia interna chimica

energia interna massica

Per i nostri studi le variazioni di energia interna servono oltre solo da variazioni di energia termica però quella chimica è costante.



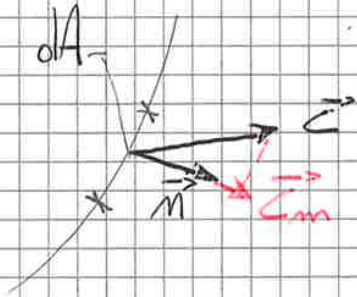
Entalpie

$$h = U + pv$$

$$dh = dU + d(pv) = dU + pdv + vdp$$

$$\delta Q + \delta L_w = dU + pdv = dh - vdp$$

→ Perforazione



$$\dot{m} = \int_A \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dA$$

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt}$$

$$\dot{m} = \int_A \rho \frac{ds}{dt} \vec{c} \cdot \vec{n} dA = \int_A \rho \frac{ds_m}{dt} dA =$$

$$= \int \rho \frac{dV}{dt} = \rho \frac{dV}{dt} = \frac{dm}{dt}$$

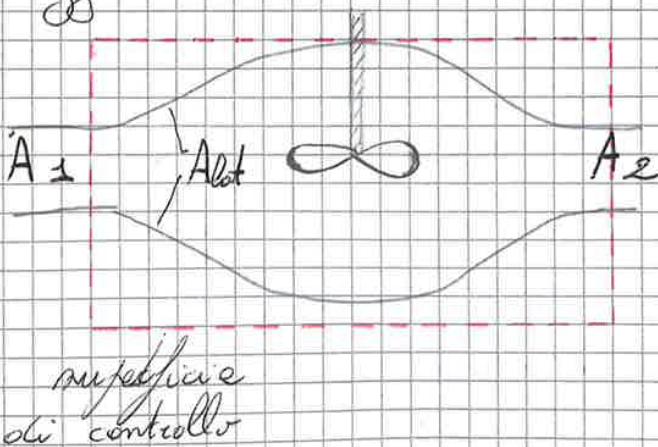
se  $\rho$  è costante

Lezione 3

4.03.15

→ Studio Euleriano (locale) (sistemi aperti)

Legge di conservazione della massa



La perforazione permette di tracciare il moto dall'ingresso al fluido

$$m_s(t_0) = m(t_0) \quad \text{Definizione obbligatoria}$$

↑  
massa sistema chiuso

↑  
massa contenuta all'interno della

Scriviamo la stessa equazione dopo un altro intervallo di tempo  $t_0 + dt$  superficie di controllo.

$$m_s(t_0 + dt) = m(t_0 + dt) + dm_2 - dm_1$$

Vediamo come variano nel tempo facendo la differenza

$$m_s(t_0 + dt) - m_s(t_0) = m(t_0 + dt) - m(t_0) + dm_2 - dm_1$$







$$\dot{Q} + \dot{L}_i = \dot{m} (\Delta h + \Delta E_c + \Delta E_h)$$

Se divide per la portata

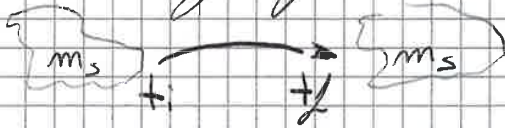
$$\frac{\dot{Q}}{\dot{m}} + \frac{\dot{L}_i}{\dot{m}} = \Delta h + \Delta E_c + \Delta E_p$$

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c + \Delta E_p$$

Moto stoc. unidimensionale

Adesso facciamo una comparazione tra i due tipi di studi:

Laplace



$$\dot{Q} + \dot{L}_i = \frac{dE_s}{dt}$$

$$Q + L = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_p$$

$$\left. \begin{matrix} Q > 0 \\ L > 0 \end{matrix} \right\} \text{esterno} \rightarrow \text{int.}$$

$\Delta$ : differenza delle grandezze nel tempo

Euleriano



$$\dot{Q} + \dot{L}_i = \frac{\partial E}{\partial t} + \sum \dot{m}_s E_i$$

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c + \Delta E_p \quad \text{stoc. in out}$$

$$\left. \begin{matrix} m_s > 0 \text{ uscente} \\ m_s < 0 \text{ entrante} \end{matrix} \right\}$$

$\Delta$ : non è il tempo ma una differenza tra una sezione in entrata e una in uscita (sezione 1 / sezione 2)

### Lezione 4

5.03.15

→ Lavoro interno

$E_i = dm$  in prossimità della sezione 1

$E_f = dm$  in prossimità della sezione 2

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c + \Delta E_p \quad (1)$$

$$Q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} \quad Q = \frac{\delta Q}{\delta m}$$

Il calore è quello scambiato con l'esterno perché quello scambiato tra le particelle si elide e si annulla

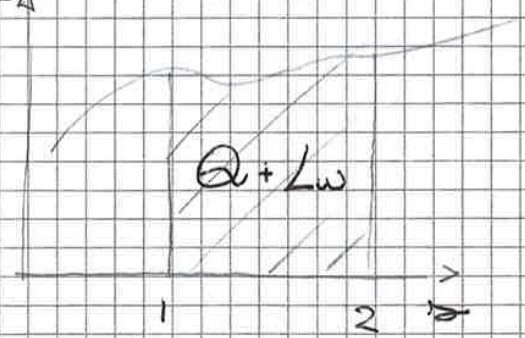


$L_w \gg$  trasf. irreversibile  
 $= 0$  " reversibile

$T^A$

$$\dot{Q} = \dot{Q}_A + \dot{Q}_w$$

$$\int_1^2 \dot{Q} ds = Q + L_w$$



→ Legge di conservazione della quantità di moto

$$\vec{J}_S = \int_m \vec{c} dm = \int_V \rho \vec{c} dV$$

Quantità di moto del sistema

Le risultante delle forze esterne mi dà la variazione della quantità di moto del sistema.

$$\vec{R} = \frac{d\vec{J}_S}{dt}$$

2° legge di Newton  $\vec{F} = \frac{d(m\vec{c})}{dt} = m\vec{a}$

Usiamo il teorema di trasposizione di Reynolds

$$\vec{R} = \frac{d\vec{J}_S}{dt} = \frac{\partial \vec{J}_S}{\partial t} + \sum_S \dot{J}_S$$

per moto stazionario

masse  $\dot{m} = \int_A \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dA$

energia  $\dot{E} = \int_A \rho E \vec{c} \cdot \vec{n} dA$

quantità di moto  $\dot{J} = \int_A \rho \vec{c} (\vec{c} \cdot \vec{n}) dA$

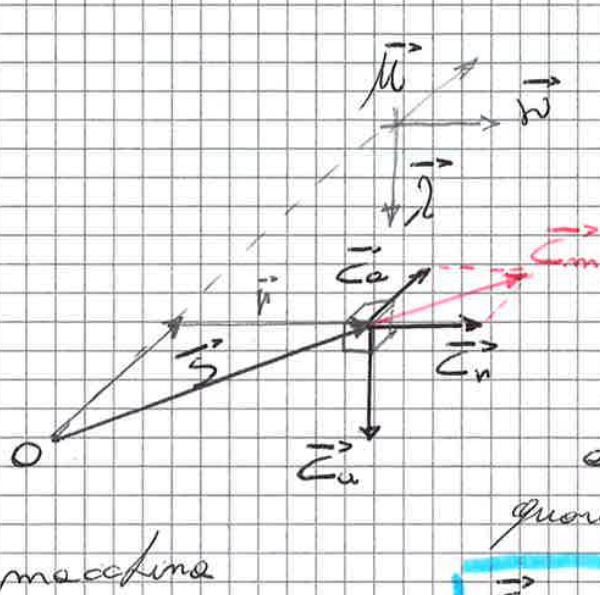
$$\vec{R} = \int_A \rho \vec{c} (\vec{c} \cdot \vec{n}) dA = \int_{A_1} \rho \vec{c}_1 (\vec{c}_1 \cdot \vec{n}_1) dA + \int_{A_2} \rho \vec{c}_2 (\vec{c}_2 \cdot \vec{n}_2) dA + \int_{A_{tot}} \rho \vec{c} (\vec{c} \cdot \vec{n}) dA$$

$A = A_1 + A_2 + A_{tot}$        $\vec{c}_{1,m}$        $\vec{c}_{2,m}$        $= 0$

$$\vec{R} = \rho_1 (-c_{1,m}) A_1 \vec{c}_1 + \rho_2 (c_{2,m}) A_2 \vec{c}_2 = -\dot{m}_1 \vec{c}_1 + \dot{m}_2 \vec{c}_2 = \dot{m} (\vec{c}_2 - \vec{c}_1)$$



• Introduciamo un sistema triassiale per definire la mia "Eulomocione"



N.B Voluto solo la componente che mi fa ruotare l'albero

$$\vec{M}_a = M_o \vec{\mu}$$

• Dividiamo la velocità in tre componenti; assiale, radiale e tangenziale. Ci serviranno quando dovremo analizzare una turbomacchina

$$\vec{c} = \vec{c}_a + \vec{c}_r + \vec{c}_u = c_u \lambda + c_a \vec{\mu} + c_r \vec{w}$$

Definiamo onde  $\vec{c}_m = \vec{c}_a + \vec{c}_r$  Componente meridiana

Decomponiamo  $\vec{s} = \vec{s}_a + \vec{r} = s_a \vec{\mu} + r \vec{w}$

$$M_a = \int_{A_1} \rho (s_a \vec{\mu} + r \vec{w}) \times (c_u \lambda + c_a \vec{\mu} + c_r \vec{w}) \vec{c}_m dA \cdot \vec{\mu} + \int_{A_2} \dots$$

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

Possiamo eliminare una componente

$$= \int_{A_1} \rho r \vec{w} \times (c_u \lambda + c_a \vec{\mu} + c_r \vec{w}) \vec{c}_m dA \cdot \vec{\mu} + \int_{A_2} \dots$$

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

$$= \int_{A_1} \rho r \vec{w} \times c_u \lambda \vec{c}_m dA \cdot \vec{\mu} + \int_{A_2} \dots$$

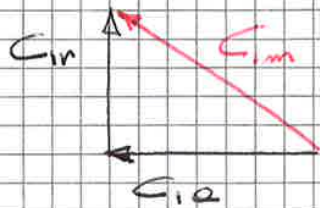
$$= \int_{A_1} \rho r c_u \vec{\mu} (\vec{c}_m) dA \cdot \vec{\mu} + \dots = \int_{A_1} (r c_u) \rho \vec{c}_m dA$$



$$\dot{m} = \int_A \underbrace{\rho \vec{c}_m \cdot \vec{n}}_{C_m} dA$$

$$C_{1m} \equiv C_{1a}$$

$$C_{2m} \equiv C_{2T}$$



$$\vec{C}_1 = \vec{C}_{1m} + \vec{C}_{1u}$$

$$\vec{C}_{1a} + \vec{C}_{2u}$$

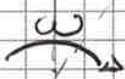
→ **Potenza interna di una turbomacchina**

$$P_i = \dot{L}_i = C \cdot \omega$$

Macchina generatrice

$$\vec{u}_2 = r_2 \omega$$

$$\vec{u}_1 = r_1 \omega$$



$$P_i = \dot{m} (C_{2u} u_2 - C_{1u} u_1) \omega = \dot{m} (C_{2u} \underbrace{\vec{v}_2 \omega}_{u_2} - C_{1u} \underbrace{\vec{v}_1 \omega}_{u_1})$$

$\omega$ : velocità lineare delle parti metalliche (ferro)

$C$ : velocità fluido

$$\frac{P_i}{\dot{m}} = \dot{L}_i = C_{2u} u_2 - C_{1u} u_1$$

Lavoro interno della turbomacchina

Questo è ricavato con la convenzione delle macchine generatrici. Il sistema fluido riceve lavoro dall'esterno.

$$\dot{L}_i = C_{1u} u_1 - C_{2u} u_2$$

Convenzione macchine motrici.

Il sistema fluido cede lavoro all'esterno (produzione)

$u$ : direzione positiva

$C_u > 0$  se concorde con  $C_u$

$C_u < 0$  se discorda dallo  $u$

$$P_i = \dot{m} \dot{L}_i \begin{matrix} \nearrow f(C_u) \\ \searrow f(C_m) \end{matrix}$$

velocità tangenziale

Da questo deduciamo che sono tutte importanti le componenti velocità



Lezione 5

9.03.15

direz. tangenziale

- $\vec{c}$ : velocità
- $\vec{w}$ : velocità relativa della pirante mobile
- $\vec{u}$ : velocità pirante

$$\vec{c} = \vec{w} + \vec{u}$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} c_u = w_u + u \\ c_m = w_m \end{cases}$$

direz. meridionale

Macchine motrice

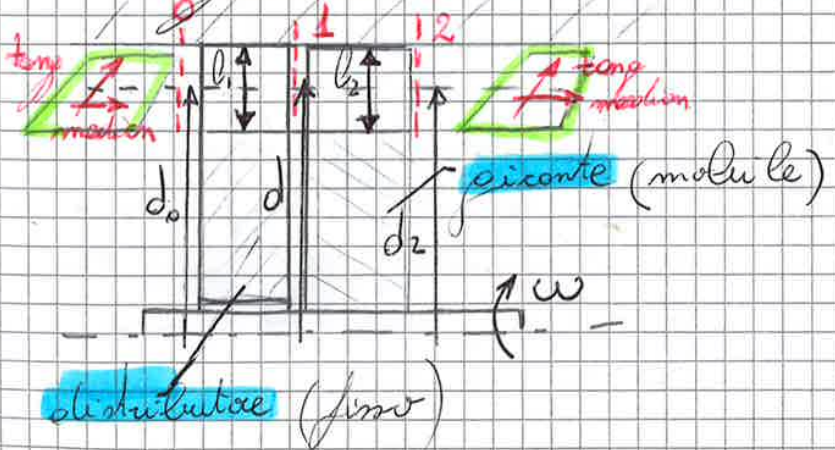
STADIO

Lavoro: sistema fluido  $\rightarrow$  palette  $\rightarrow$  [fissa] [mobile]

Macchine generatrice

Lavoro: palette  $\rightarrow$  sistema fluido  $\rightarrow$  [mobile] [fissa]

Triangolo delle velocità di una macchina motrice



- 0: ingresso stadio = ingresso distribuzione
- 1: uscite distributore = ingresso pirante
- 2: uscite pirante = uscite stadio

macchine praticamente assiale  $\Rightarrow$  dir meridionale  $\approx$  dir assiale

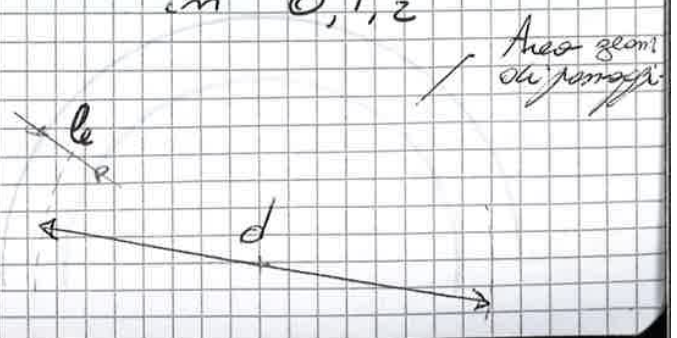
Usiamo una vista frontale

in 0, 1, 2

Teorema di Galatino

Area geometrica

$$A = \frac{\pi}{4} [(d+l)^2 - (d-l)^2]$$













Se il liquido ha diverse pressioni non può essere più considerato incomprimibile e la velocità del suono ha un valore finito.

Numero di Mach

$$Ma = \frac{c}{c_s} \begin{cases} < 1 & \text{subsonica} \\ = 1 & \text{sonica} \\ > 1 & \text{supersonica} \end{cases}$$

Proprietà totali (di ristagno, di arresto isentropico) di una corrente fluida in moto stazionario se venisse decelerata fino a raggiungere la velocità nulla in modo adiabatico e senza scambi di lavoro. (l'energia rimane costante)

$$\dot{c} = 0$$

Proprietà statiche

$$\begin{matrix} p \\ T \\ \rho \\ c \end{matrix}$$

$$\begin{matrix} \delta Q = 0 \\ \delta W = 0 \\ \delta L_i = 0 \\ \Rightarrow \end{matrix}$$

Proprietà Totali

$$\begin{matrix} \dot{c} = 0 \\ p_0 \\ T_0 \\ \rho_0 \end{matrix}$$

Se applichiamo il primo principio tra condizioni stazionarie e totali per una corrente fluida compressibile

$$\begin{aligned} Q + \frac{1}{2} \rho v^2 &= \Delta h + \Delta E_c = 0 \\ h - h_0 + \frac{v^2 - v_0^2}{2} &= 0 \\ h &= h_0 + \frac{c^2}{2} \end{aligned}$$

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c \iff Q + L_i = \Delta h$$

1° principio  
validità  
generale (moto  
stazionario)

$\Delta$ : valori in  $\Sigma$  (uscita)

" "  $\pm$  (ingresso)

1IN e 1OUT

Adesso abbiamo ricavato l'entropia totale ma le altre?

- 1° principio  $\delta Q + \delta L_i = dh + c dc$

$$E_c = \frac{c^2}{2}$$

- come oli  
- con. en. meccanica  
+ 1° principio

$$\delta Q + \delta L_w = dh - v dp$$



Se utilizzare la legge dei gas perfetti

$$\frac{P}{\rho} = RT \Rightarrow \frac{\dot{T}}{T} = 1 + \frac{k-1}{2} Ma^2 \quad \text{Valido solo per gas perfetti}$$

**NB** Se voglio trovare la temperatura totale del vapore uso il diagramma di Mollier. Trovo  $\dot{p}$  e da lì trovo  $\dot{v}$  e  $\dot{T}$

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c = \Delta \dot{h}$$

$$\dot{h} - h + \frac{\dot{c}^2 - c^2}{2} = 0$$

$$\dot{h} = h + \frac{c^2}{2}$$

Gas perfetto

$$dh = c_p d\dot{T} \xrightarrow{\text{atmosfera}} c_p = \left. \frac{\delta Q + \delta W}{d\dot{T}} \right|_{p=\text{cost}} = \left. \frac{d\dot{h} - v dp}{d\dot{T}} \right|_{p=\text{cost}} = \frac{d\dot{h}}{d\dot{T}}$$

(Vapore  $h = \frac{k}{k-1} p v$ )

Gas perfetto

$$\dot{h} = h + \frac{c^2}{2} \Rightarrow \dot{h} - h = \frac{c^2}{2} \Rightarrow c_p (\dot{T} - T) = \frac{c^2}{2}$$

$$dh = c_p d\dot{T}$$

$$\dot{T} - T = \frac{c^2}{2c_p}$$

$$\begin{cases} c_p - c_v = R \\ \frac{c_p}{c_v} = k \end{cases} \Rightarrow c_p = R \frac{k}{k-1}$$

$$\frac{\dot{T} - T}{T} = \frac{c^2}{2c_p T}$$

$$\frac{\dot{T} - T}{T} = \frac{c^2}{2 R \frac{k}{k-1} T} = \frac{k-1}{2} \frac{c^2}{kRT} = \frac{k-1}{2} \left( \frac{c}{c_s} \right)^2$$

$$\frac{\dot{T}}{T} = 1 + \frac{k-1}{2} Ma^2$$

Valido solo per gas perfetti (eq. precedente)

Proprietà totali per un liquido

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = 1 \quad \text{fluido incompressibile} \Rightarrow \rho = \text{cost}$$

Usiamo il teorema di Bernoulli generalizzato



$$c dc = - \frac{dp}{\rho} \quad \textcircled{B}$$

$$c dc = - \left( \frac{ds}{ds} \right) \cdot \frac{dp}{\rho} \rightarrow c_s^2$$

$$c^2 \frac{dc}{c} = - c_s^2 \frac{dp}{\rho}$$

$$\frac{dp}{\rho} = - \left( \frac{c}{c_s} \right)^2 \frac{dc}{c} = - Ma^2 \frac{dc}{c} \quad \textcircled{C}$$

Sostituisco  $c \rightarrow A$

$$- Ma^2 \frac{dc}{c} + \frac{dA}{A} + \frac{dc}{c} = 0$$

$$\frac{dA}{A} = (Ma^2 - 1) \frac{dc}{c} \quad \textcircled{D}$$

Relazione tra area della sezione e velocità del fluido

Prendiamo B e scriviamo in modo diverso

$$c dc = - \frac{dp}{\rho} = - \frac{K \cdot p}{K \cdot \rho \cdot p} dp$$

Moltiplichiamo e dividiamo per K e p

$$c_s = \sqrt{\frac{K p}{\rho}}$$

$$c^2 \frac{dc}{c} = - \frac{1}{K} c_s^2 \frac{dp}{p}$$

$$\frac{dc}{c} = - \frac{1}{K Ma^2} \frac{dp}{p} \quad \textcircled{E}$$

Se inserisco E in D

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

$$\frac{dA}{A} = \frac{1 - Ma^2}{K Ma^2} \frac{dp}{p} \quad \textcircled{F}$$

Relazione tra area del condotto e pressione statica del fluido

Se D e la F valgono sia per un condotto accelerante e uno decelerante.

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

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

$$Ma < 1 \Rightarrow dA < 0 \Rightarrow \text{diffusore} \quad Ma < 1 \Rightarrow dA > 0 \Rightarrow \text{ugello}$$

$$Ma > 1 \Rightarrow dA > 0 \Rightarrow \text{ugello} \quad Ma > 1 \Rightarrow dA < 0 \Rightarrow \text{diffusore}$$

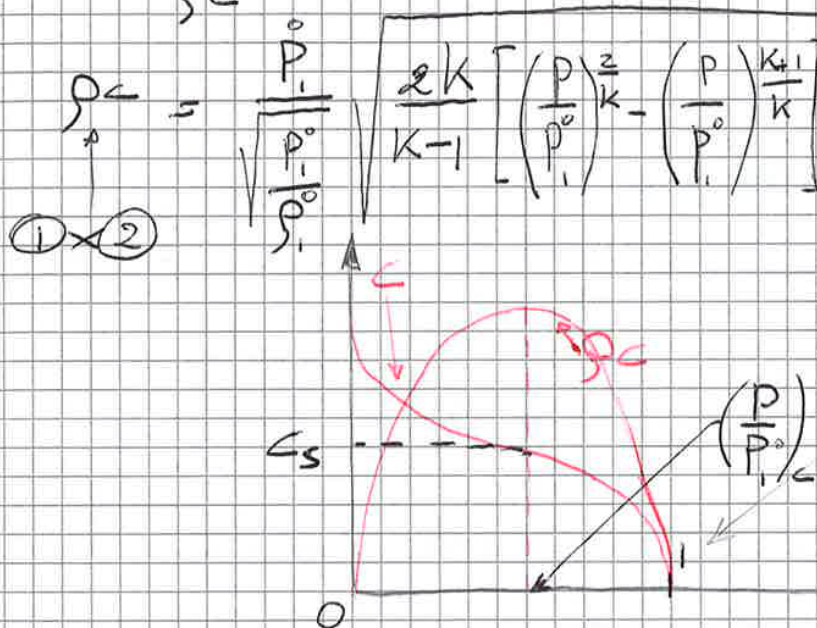


Per calcolare la velocità  $c d c = - \frac{d p}{\rho}$

$$\int_{c_1}^{c_2} c d c = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{d p}{\rho} \quad \text{Integrazione ottiene}$$

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} \quad c = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \quad (2)$$

A d  $\frac{1}{\rho c}$



1: rappresenta la sezione di ingresso.

Quando  $(p c)_{max} \iff A_{min}$

Vogliamo capire cosa succede come il rapporto delle pressioni  $\frac{p}{p_0}$  ma quando l'area è minima

$$\frac{d(p c)}{d\left(\frac{p}{p_0}\right)} = 0$$

Devo trovare lo zero del numeratore e l'uguagliare a zero

$$\frac{d}{d\left(\frac{p}{p_0}\right)} \left\{ \frac{2k}{k-1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right] \right\} = 0$$

$$\frac{p}{p_0} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

(4) Rapporto critico delle pressioni

per  $k = 1,4 \implies \frac{p}{p_0} = 0,528$



→ Dimensionamento di un condotto accelerante per un fluido compressibile

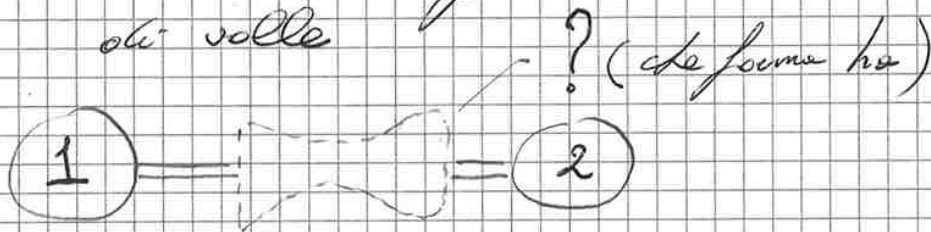
progetto      ugello

In base ai dati di progetto noi dovremo dimensionare la forma dell'ugello.

Dati: • in

- da condizioni iniziali di monte
- a condizioni finali dell'ambiente di valle

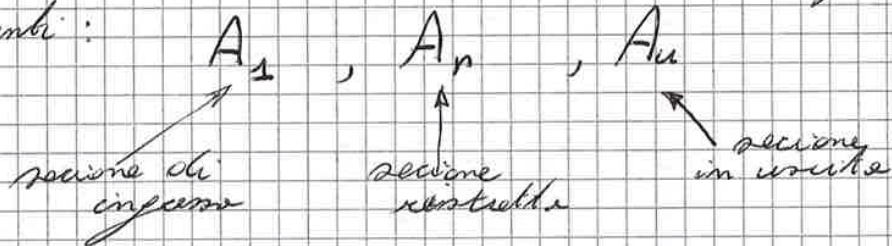
$$\begin{cases} P_1 \\ T_1 \\ P_2 \\ T_2 \end{cases}$$



$$\begin{cases} P_2 \\ T_2 \end{cases}$$

**N.B** La temperatura  $T_2$  è influente nei dati perché la temperatura all'uscita del secondo ugello è diversa. Solitamente solo la pressione è uguale.

- Quello che dovremo risolvere nel nostro studio sono fondamentalmente tre aree differenti:



**N.B** Uniformo  $A_u$  e non  $A_2$  perché posso avere condizioni diverse.

- Maggiore è la superficie di contatto fluido ugello maggiore saranno gli attriti. Per questo motivo voglio diminuire la superficie lambita dal fluido. Ho però un aumento del gradiente della pressione.
- Tratto convergente ( $C < C_s$ ) => costo per ridurre gli attriti.
- Tratto divergente ( $C > C_s$ ) => più tempo per ridurre i rischi di un distacco di vena.





$$\sqrt{P_1^0 \rho_1^0} = \frac{P_1^0}{\sqrt{P_1^0 \rho_1^0}} \rightarrow \sqrt{P_1^0} \quad \frac{1}{\sqrt{\rho_1^0}} = \sqrt{\rho_1^0}$$

**II**  $A_u = \frac{\dot{m}}{\rho_{u,c} c_u} = \frac{\dot{m}}{(\rho c)_u}$  Ricordandoci che  $\left(\frac{P_2}{P_1}\right) = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)$

$$\frac{P}{P_1^0} = \frac{P_u}{P_1^0} = \frac{P_2}{P_1^0} = \frac{P_c}{P_1^0}$$

$$A_u = \frac{\dot{m}}{\frac{P_1^0}{\sqrt{P_1^0 \rho_1^0}} \sqrt{K \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K+1}{K-1}}}} \quad \text{(B)}$$

**III**  $A_u = \frac{\dot{m}}{\rho_{u,c} c_u} = \frac{\dot{m}}{(\rho c)_u} =$  (A)

$$= \frac{\dot{m}}{\frac{P_1^0}{\sqrt{P_1^0 \rho_1^0}} \sqrt{2 \frac{K}{K-1} \left[ \left(\frac{P_2}{P_1^0}\right)^{\frac{2}{K-1}} - \left(\frac{P_2}{P_1^0}\right)^{\frac{K+1}{K}} \right]}}$$

$$\left(\frac{P}{P_1^0}\right) = \left(\frac{P_u}{P_1^0}\right) = \left(\frac{P_2}{P_1^0}\right)$$

$$A_c = \frac{\dot{m}}{\rho_{c,c} c_c} = \frac{\dot{m}}{(\rho c)_c} = \frac{\dot{m}}{(\rho c)_c}$$

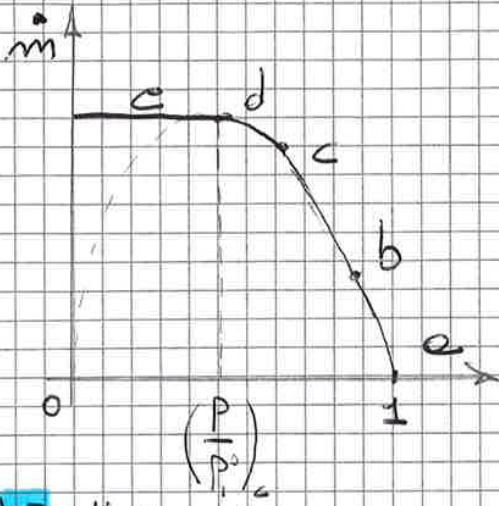
$$= \frac{\dot{m}}{\frac{P_1^0}{\sqrt{P_1^0 \rho_1^0}} \sqrt{K \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K+1}{K-1}}}}$$

$$A_{u \text{ III}} = A_{u \text{ II}}$$

$$A_{u \text{ III}} = A_{u \text{ I}}$$

$$\frac{P}{P_1^0} = \frac{P_2}{P_1^0} = \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K}{K-1}}$$





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

$$\dot{m} = A_u (\rho c)_u =$$

$$= A_u \frac{P_1^0}{\sqrt{P_1^0/P_1^0}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \left[ \left( \frac{P_2}{P_1^0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{P_2}{P_1^0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$

d)  $\dot{m} = A (\rho c)_u = A (\rho c)_c =$  Caso critico

$$= A_u \frac{P_1^0}{\sqrt{P_1^0/P_1^0}} \sqrt{k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$$

**NB** Valde solo se le condizioni di monte (1) non vengono mai sono costanti

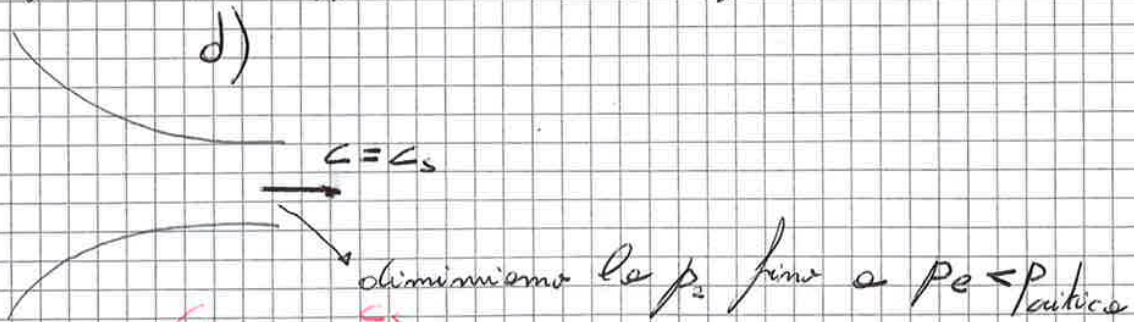
Lezione 8

17-03-15

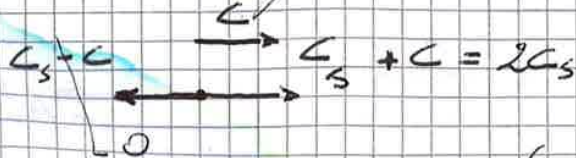
Lupello che stiamo analizzando in condizioni di progetto in quale tratto della curva dovesse passare? In progetto essendo semplicemente convergente doveva essere tra  $\left( \frac{P}{P_1^0} \right)_c$  e 1 condizioni di progetto.

$$\left( \frac{P_c}{P_1^0} \right) \leq \left( \frac{P_2}{P_1^0} \right)^* < 1$$

Se superiamo il rapporto critico della pressione:



Im un sistema relativo in questo caso l'informazione viaggiabile a velocità  $c_s$  ma perché la particella si muove avrà un'informazione diversa per i due lotti



Come l'informazione rimane fissa sul punto e l'upello non vede nessuna modifica rispetto al caso critico. Solo all'uscite avrai una curva adalata



Scriviamo le relazioni in modo tale che se combino le condizioni a monte non mi combino i profici

(A)

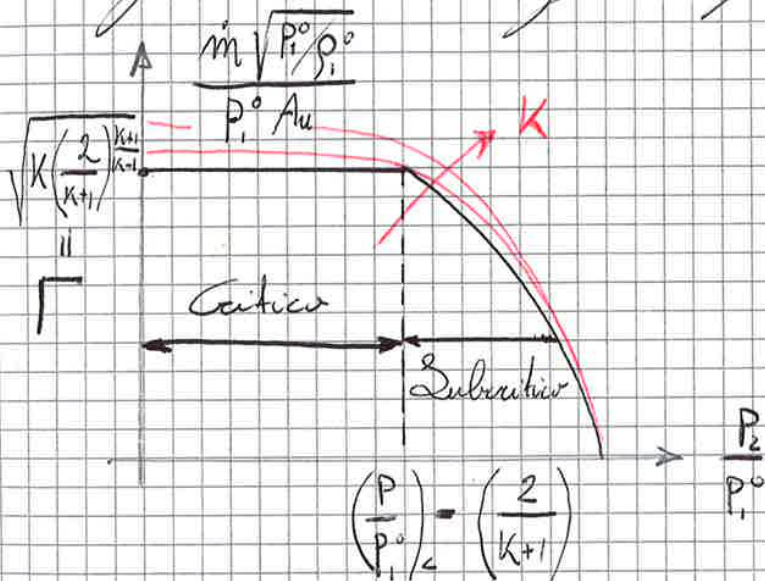
$$\frac{\dot{m} \sqrt{P_1^0 / \rho_1^0}}{P_1^0 A_u} = \sqrt{2 \frac{K}{K-1} \left[ \left( \frac{P_2}{P_1^0} \right)^{\frac{2}{K}} - \left( \frac{P_2}{P_1^0} \right)^{\frac{K+1}{K}} \right]}$$

(B)

$$\frac{\dot{m} \sqrt{P_1^0 / \rho_1^0}}{P_1^0 A_u} = \sqrt{K \left( \frac{2}{K+1} \right)^{\frac{K+1}{K-1}}}$$

parametro di portata  
a portata costante

Alla fine avremo un diagramma fatto così



- **Ugello critico**: se nello sezione minima si realizza la pressione critica con le opportune condizioni di monte. L'ugello critico molifica la massima portata con le opportune condizioni di monte (ugello critico compresso)

**N.B** Se combino le condizioni di monte la portata aumenta (Aumentando  $P_1$  oltre se combino il rapporto critico l'ugello continua a rimanere critico)

**N.B** Combinando sia le condizioni di valle e sia quelle a monte posso arrivare ad avere un ugello subcritico che ha una portata maggiore di quello critico.



Mel caso **d** la pressione segue la curva di progetto fino a  $p_c$  e poi c'è compressione.

Mel caso **e** invece seguono le condizioni di progetto fino ad un urto (urto retto) che è un fenomeno dissipativo in cui avviene un brusco passaggio di pressione.

Mel caso **f** ovvero un urto obliquo che è differente di quello retto dopo l'urto l'aria continua avere una velocità del fluido maggiore di quella del suono.

Mel caso **h** ovvero una post-espansione non guidata a valle dell'ugello.

## Lezione 3

18.03.15

Gli urti prevedono una compressione elevata in uno spazio molto ristretto. È un fenomeno dissipativo e l'evoluzione non sarà isentropica.

Possò dire che

- **1 → a** è isentropica se  $\frac{P_2}{P_1} \geq \left(\frac{P}{P_1}\right)_a$  e  $\frac{P_2}{P_1} \leq \left(\frac{P}{P_1}\right)_a$   
Solo prima del u

- **URTO**  $\left(\frac{P}{P_1}\right)_a < \frac{P_2}{P_1} < \left(\frac{P}{P_1}\right)_d$

- **POST-ESPANSIONE**  $\frac{P}{P_1} < \left(\frac{P}{P_1}\right)_a$

Anche invece un **ugello critico** in  $A_{min}$   $p = p_c \Rightarrow \frac{P}{P_1} = \left(\frac{P}{P_1}\right)_d$   
 e  $m = m_{max}$  fissate le condizioni di monte  
 cioè  $P_1, T_1$  e  $P_1$

Anche invece un **ugello sottile** se  $\left\{ \begin{array}{l} - \text{espansione continua nell'ugello} \\ - P_u = P_2 \end{array} \right.$  ambiente a valle  
 cioè anche solo il caso in cui  $\frac{P}{P_1} = \left(\frac{P}{P_1}\right)_a$  see. uscite

Ciò ha solo un caso in cui possiamo dire che il mio ugello è sottile.

Volutieri ora come varia la portata:



→ Caso reale: evoluzione non isentropica

Avremo un fluido reale in cui sarà presente un attrito interno al fluido. La velocità reale sarà un po' minore di quella isentropica.

Inoltre lo stato limite a parete fa sì che le velocità effettive siano minori di quelle geometriche.

Possiamo considerare un coefficiente di perdita  $\varphi = \frac{C_u}{C_{u, is}}$

Questo coefficiente viene calcolato sperimentalmente.

$$\varphi = 0,94 \div 0,99 \begin{cases} 0,97 \div 0,99 \text{ semp. converge.} \\ 0,94 \div 0,96 \text{ conv. divergente} \end{cases}$$

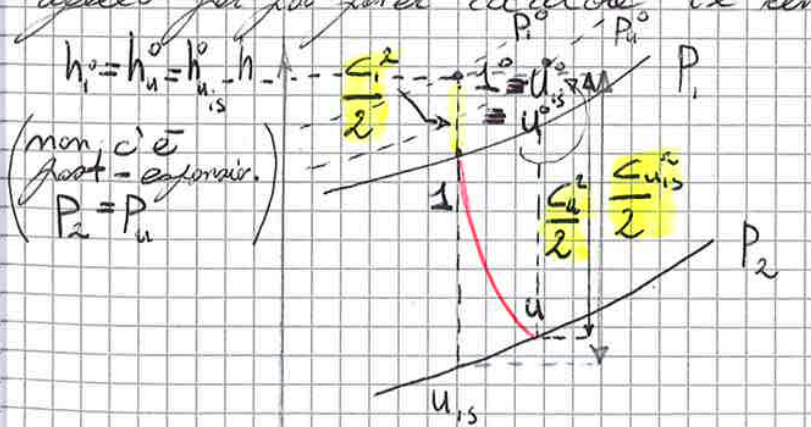
mappe perdite in funzione delle velocità.

Possiamo definire il rendimento dell'ugello come

$$\eta_{ugello} = \eta = \frac{-\Delta h}{-\Delta h_{is}} = \frac{C_u^2 - C_1^2}{C_{u, is}^2 - C_1^2}$$

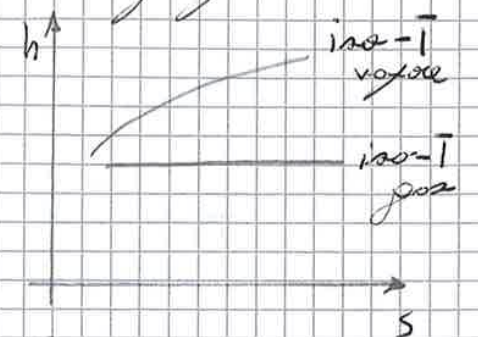
Il meno è per rendere positivo il rapporto. Le velocità  $C_{u, is} > C_u$

Vediamo sul diagramma  $h-s$  come varia l'evoluzione dell'ugello per poi poter calcolare il rendimento.



Vapore → Mollier  
Gas → Gibbs ( $dh = c_p dT$ )

(C'è solo una differenza tra i due grafici)



Isentropica:

$$Q + \sum \dot{L}_i = \Delta h + \Delta E_c = \Delta h'$$

$\dot{L} = 0$        $\dot{Q} = 0$        $\Delta h' = 0$

Reale:

$$Q + \sum \dot{L}_i = \int \dot{T} ds$$

$\dot{L} = 0$        $\dot{Q} > 0$       Poiché  $\Delta h' = 0 \Rightarrow u^0 = 1^0$

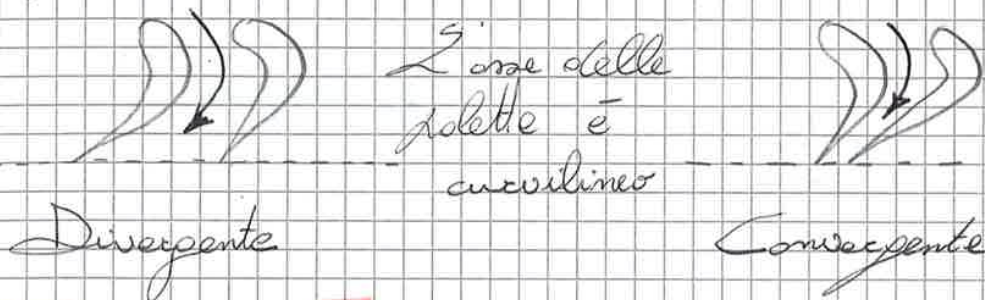
NB togliendo energia cinetica al fluido esso emette una trof ed. dinamica entro a finire nell'entalpia del fluido.



**Lezione 10**

23.03.15

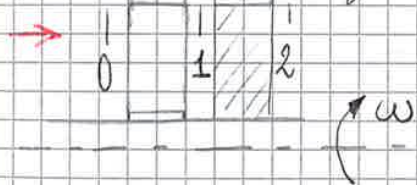
I condotti di una turbomacchina possono essere visti come degli ugelli posti in parallelo



→ **Stadi di Euclino**

Quello che diciamo sono solidi sia per turbine a gas e sia turbine a vapore. Parlando di turbine siamo parlando di macchine motrice

**Stadio: distributore + girante**  
 (fissa) (mobile)



Il flusso si muove da sinistra verso destra.

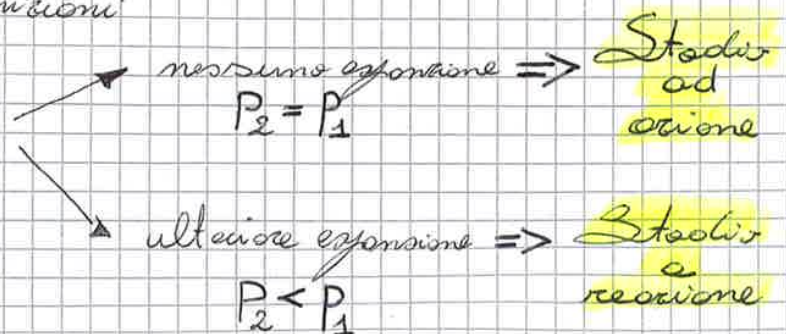
- 0: ingresso stadio = ingresso distributore
- 1: uscita distributore = ingresso girante
- 2: uscita girante = uscita stadio

distributore:  $\Delta p < 0 \Rightarrow \Delta E_c > 0$

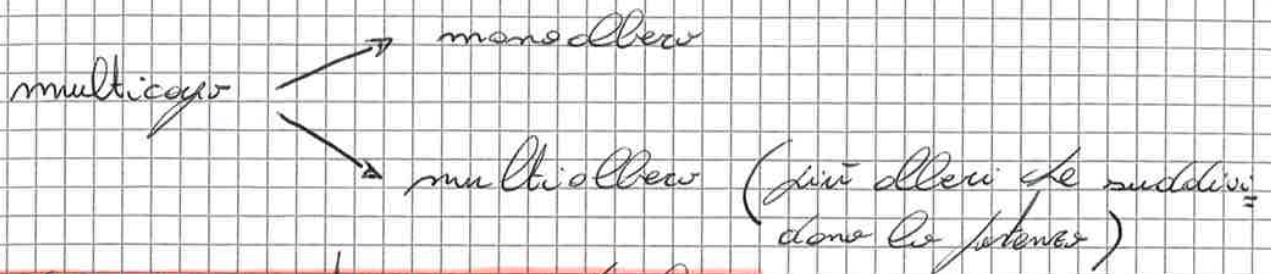
girante:  $\Delta E_c \Rightarrow \Delta \rho < 0$

Diamo adesso alcune definizioni:

Se all'interno della girante

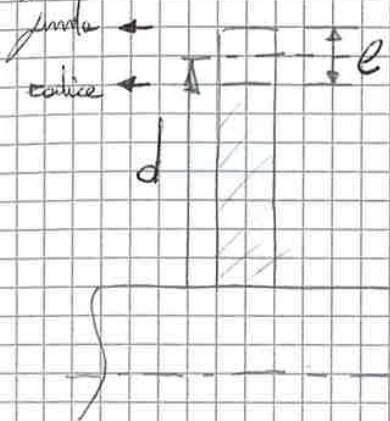






→ Studio di un stadio di turbina

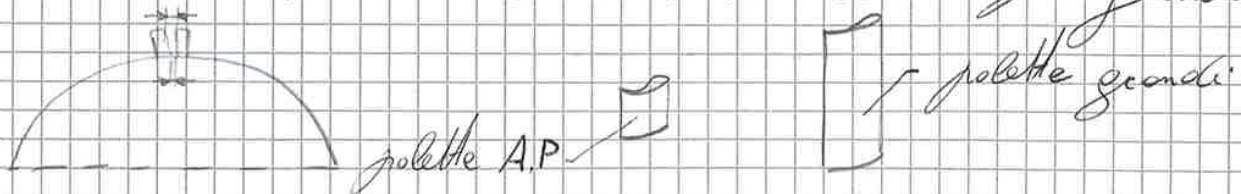
Ma in questo corso usiamo solo la teoria unidimensionale. Non è detto che vada sempre bene. Nel nostro caso andrà bene nelle stadi delle turbine a vapore ad alta pressione. Questo perché valgono le condizioni.



$l \ll d$  per cui  $u_{cassa} \approx u_{punta} \approx u$

Cioè la velocità del fluido sarà praticamente costante per tutta la pala  $u = \omega d$

Inoltre il numero delle pale è molto elevato  $\Rightarrow$  questo fa sì che la lunghezza del condotto da risolvere sia simile al condotto delle pale. Se ci sono queste pale in numero elevato le due distanze saranno più grandi.



Più però il vapore espande più le pale diventano pronole e il bilancio delle velocità cambia in modo più meno marcato.

→ Perdite fluidodinamiche in uno stadio di turbina

a) Perdite per attrito nei condotti sia fissi e sia mobili

Se la trasformazione è adiabatica  $S_A = 0$   
 trasformazione ideale  $S_{LW} = 0 \Rightarrow C_{is}$   
 trasformazione reale  $S_{LW} > 0 \Rightarrow C$

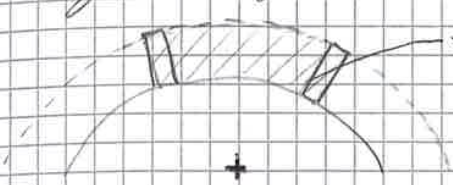


$$\dot{m} = \rho c A \propto \frac{u d^2}{\nu}$$

$$\rho = \frac{1}{\nu} \quad P_o = K_d \frac{d_{disco}^2}{\nu} u \cdot \omega^2 = K_d \frac{d_{disco}^2}{\nu} u^3$$

Per disco si intende  

e) Effetto ventilante: solo nel caso di stadi ad azione ripetuta per forzatura (viene fatto per ridurre la portata)



Nelle turbine ad azione forza decide di chiudere una parte delle palette. Questa forzatura è indicata con  $\epsilon = 0 \div 1$

$\epsilon$ : area non-ottocorsata

tutto chiuso  
Effetto aperto

**N.B** Se la macchina non fosse ad azione axiale o alle palette molto più marcate per la depressione risulterebbe l'aria stagnante creando così grossi effetti dissipativi



$$P_1 > P_2$$

Lezione II

24.03.15'

$$A = (1 - \epsilon) A_g \xi = (1 - \epsilon) \xi \pi d l$$

$$P_d = K \sqrt{\frac{d^2 u^3}{\nu}} \rightsquigarrow P_v = K_v \frac{\epsilon d l}{\nu}$$

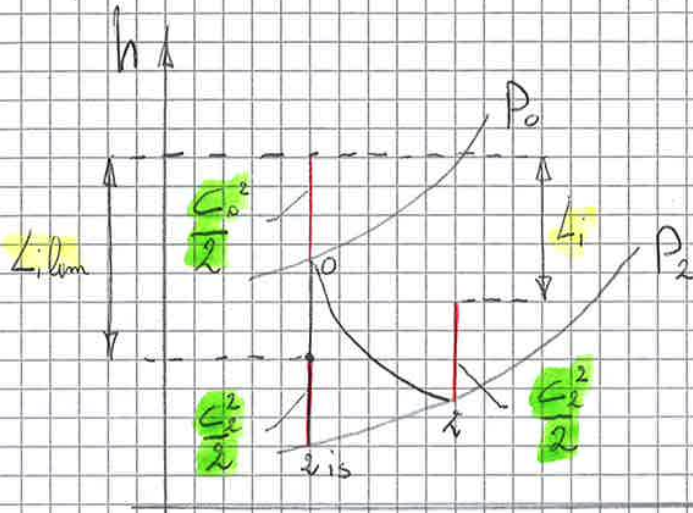
include il  $\pi$

f) Fughe di fluido motore: La parte che passa in alto non compie lavoro



$$\eta_0 = \frac{\Delta i}{\Delta i_{lim}}$$

Vediamo questa differenza sul diagramma h-s



V-gate e per perfetto

$$\Delta i + \Delta i = \Delta h + \Delta E_c = \Delta h^0$$

adiabatica

$$\Delta i = -\Delta h^0 = h_0^0 - h_2^0$$

**NB:** nelle turbomacchine avvengono trasformazioni del fluido che lo portano a cambiare la sua posizione per energia cinetica (apelli) e barocor. La trasformazione nel suo complesso può essere analizzata con il  $\Delta h^0$

$$\Delta i_{lim} = h_0^0 - \left( h_{2is} + \frac{C_2^2}{2} \right) \neq h_{2is}^0$$

Questo perché la velocità d'uscita non è quella isentropica ma quella reale!

Per cui

$$\eta_0 = \frac{\Delta i}{\Delta i_{lim}} = \frac{h_0^0 - h_2^0}{h_0^0 - h_{2is} - \frac{C_2^2}{2}}$$

Total-to-total perché avviene a una situazione finale totale partendo da una totale iniziale.

**NB** Usare questo rendimento per uno stadio intermedio di turbina

L'energia cinetica  $\frac{C_2^2}{2} \rightarrow \frac{C_0^2}{2}$  non è una perdita perché diventa l'energia cinetica dello stadio successivo. Si chiama perciò con questo rendimento considerando le perdite per attrito e per vortice

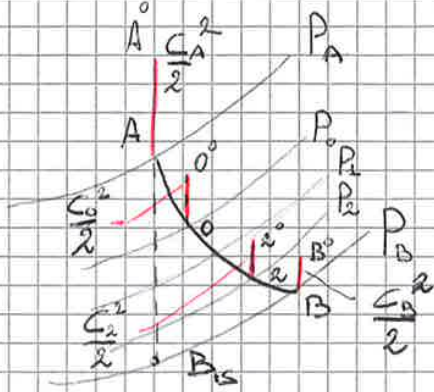
$$\varphi \rightarrow 1 \Rightarrow \eta_0 \rightarrow 1$$

$$\psi \rightarrow 1$$



## → Rendimento di una turbina multistadio

$h$



total - total su tutta la macchina

total is static

$$\eta = \frac{h_A^0 - h_B^0}{h_A^0 - h_{B_s} - \frac{C_B^2}{2}}$$

$$\eta = \frac{h_A^0 - h_B^0}{h_A^0 - h_{B_s}}$$

$$\eta = \frac{h_A^0 - h_B^0}{h_A^0 - h_{B_s} - \frac{C_B^2}{2}} = \frac{\sum_{i=1}^m (h_0^{(i)} - h_2^{(i)})}{h_A^0 - h_{B_s} - \frac{C_B^2}{2}} \quad \leftarrow \text{S-esimo stadio}$$

$$= \frac{\sum_{i=1}^m \eta_i \left( h_0^{(i)} - h_{2s}^{(i)} - \frac{C_2^{2(i)}}{2} \right)}{h_A^0 - h_{B_s} - \frac{C_B^2}{2}} \quad \rightarrow \quad \eta_i = \eta \quad \leftarrow \text{lim } \eta$$

Presumo il ipotesi che gli n stadi abbiano lo stesso  $\eta(S)$

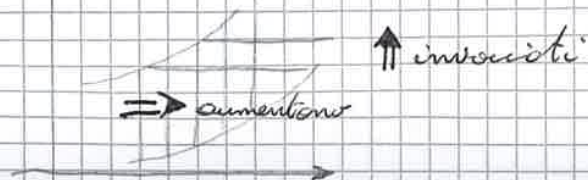
$$\eta = \frac{\eta(S) \sum (h_0^i - h_{2s}^i - \frac{C_2^2}{2})}{h_A^0 - h_{B_s} - \frac{C_B^2}{2}} = \eta(S) \frac{h_A - h_{B_s}}{h_A^0 - h_{B_s} - \frac{C_B^2}{2}} \left[ \frac{\sum (h_0 - h_{B_s}) + \sum (\frac{C_0^2}{2} - \frac{C_2^2}{2})}{h_A - h_{B_s}} \right]$$

$\approx 1$        $\eta = 1 \pm 1$        $\approx 0$

L'entropia cresce per ogni stadio ma l'energia cinetica è molto più piccola e può essere trascurata (si eliminano le componenti)

$\eta$  = fattore di recupero entalpia multistadio

Il rendimento può essere superiore al rendimento di ogni singolo stadio





Vole l'equivalente  $L_i = L_{iS} - L_w$  ?

Partiamo dal primo principio tra A e B

$$Q - L_i = \Delta h + \Delta E_c = \Delta h^{\circ}$$

↑  
 per tutta la macchina  $\Delta E_c \approx 0$   
 $\Rightarrow L_i = -\Delta h = c_p (T_A - T_B)$

Immaginiamo una trasformazione isobara reversibile con scambio di calore lungo  $P_B$  che mi permette di passare da  $T_B$  a  $T_A$  ossia quando il fluido riceve calore dall'esterno

Immaginiamo che tale trasformazione sia senza scambio di lavoro e variazione di energia cinetica trascurabile

$$Q - \int_{L=0} L_i = \Delta h + \Delta E_c$$

$$Q = c_p (T_A - T_B)$$

$$\int_B^A T ds = Q + L_w^{\circ} \quad \leftarrow \text{Area sottesa lungo } P_B \text{ da } T_B \text{ a } T_A \quad BA'B_0A_0'$$

lungo l'isobara reversibile

Il lavoro  $L_i$  dell'evoluzione reale corrisponde all'area spesa oltre l'isobara per la trasformazione isobara reversibile

$$L_i = c_p (T_A - T_B) \quad L_i \cong B_0 B A' A_0'$$

↑  
 evoluzione in turbine (reale)

• Consideriamo ora, evoluzione in turbine (isotermica)

$$Q - L_{iS} = \Delta h_{iS} + \Delta E_c$$

$$L_{iS} = c_p (T_A - T_{B1S})$$

$$L_{iS} \cong A_0 B_{1S} A' A_0'$$



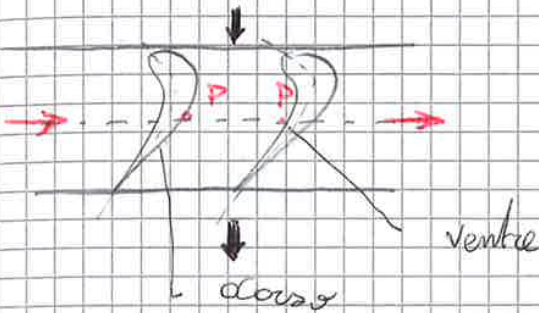
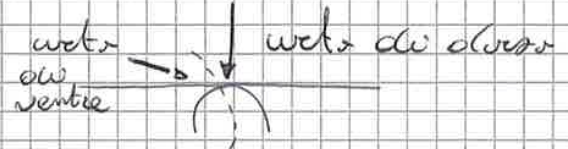
Deflessione della  
colonna fluida

$$\epsilon = |\alpha - \beta|$$

Involgimento del  
profilo

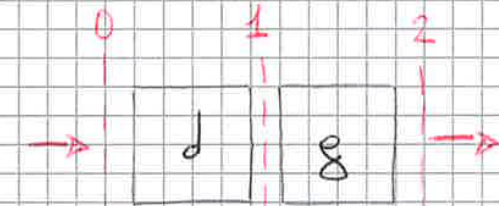
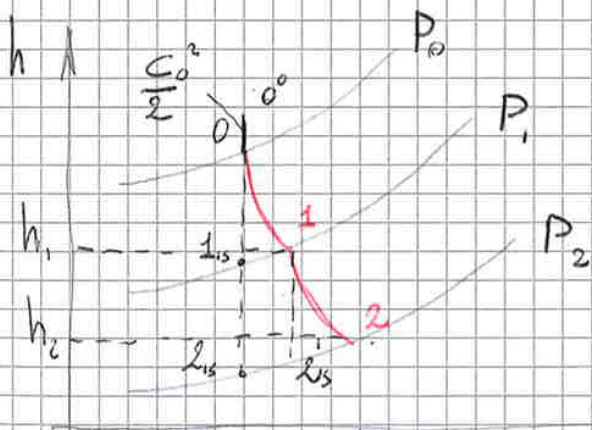
$$\theta = |\alpha' - \beta'|$$

Se  $h_2 \neq 0$  ha un vento



Il fatto che la peltta si muova, fa si che la pressione sul ventre sia maggiore rispetto a quello sul dritto. Questo non può essere studiato/ spiegato dallo teoria unidimensionale

→ Analisi unidimensionale di uno stato di turbolenza



Dati:  $P_0, P_1, P_2$   
 $T_0$   
 $C_0$

→  $\frac{2}{5}$  Coefficienti di perdita  $e \psi$

Applicando il 1° principio tra 0 e 1<sub>15</sub>  
(Se non viene detto nulla, la trasformazione è adiabatica)

disturbi fissi

$$Q - \frac{1}{2} \rho c^2 = \Delta h + \Delta E_c$$

colida

$$h_{1,15} - h_0 + \frac{c_{1,15}^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} = 0$$

$$c_{1,15} = \sqrt{c_0^2 + 2(h_0 - h_{1,15})}$$

$$C_1 = e C_{1,15}$$

Moti  $d_1$  e  $u_1$  }  $\Rightarrow \vec{C}_1 \Rightarrow \vec{W}_1 = \vec{C}_1 - \vec{u}_1$  trasporto e completa-  
mentel nota



In riferimento ad elica avere velocità  $L_i$  come:

$$L_i = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

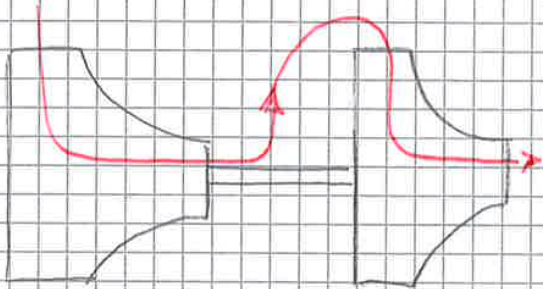
A partire da  $c$  e  $w$   $L_i$  aumenta se  $\left( -\frac{(u_2^2 - u_1^2)}{2} \right)$  aumenta

In generale mi conviene avere  $-\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} > 0$

$$\Leftrightarrow u_1 > u_2 \Leftrightarrow d_1 > d_2 \text{ Stadio antipeto}$$

Turbine  $\left\{ \begin{array}{l} \text{antipeto} \\ \text{assiale} \\ \text{centrifuga} \end{array} \right.$

Per evitare perdite su una macchina multistadio si fa una macchina assiale che mi consente di non riproporre il flusso



monostadio  $\rightarrow$  antipeto  
multistadio  $\rightarrow$  assiale

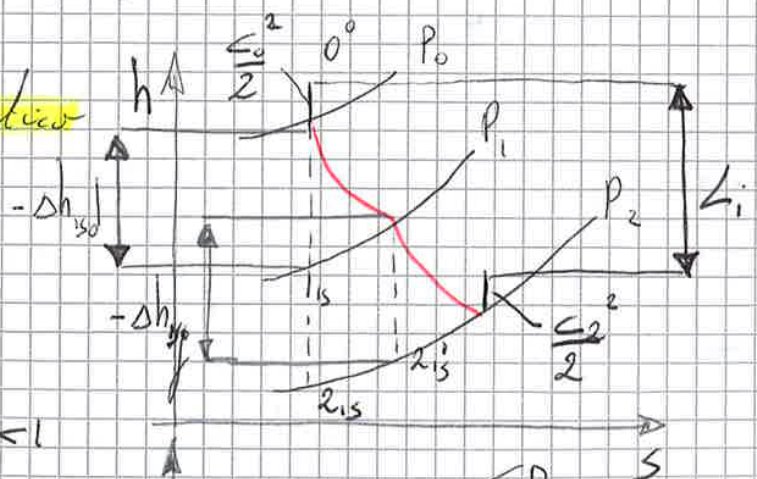
• Grado di reazione

$$\chi = \frac{-\Delta h_{isp}}{-\Delta h_{iso} + h_{isp}}$$

$\chi = 0$  per macchine ad AZIONE

• Grado di reazione aerodinamica

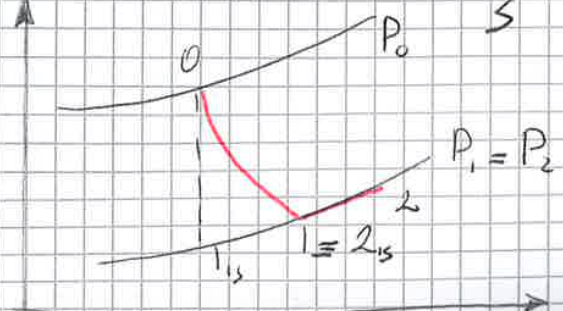
$$R = \frac{-\Delta h_g}{-\Delta h^o}$$



Stadio a reazione  $0 < \chi < 1$



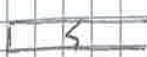
Se  $\chi = 0$  e  $\Delta h_{isp} = 0$

Stadio ad azione



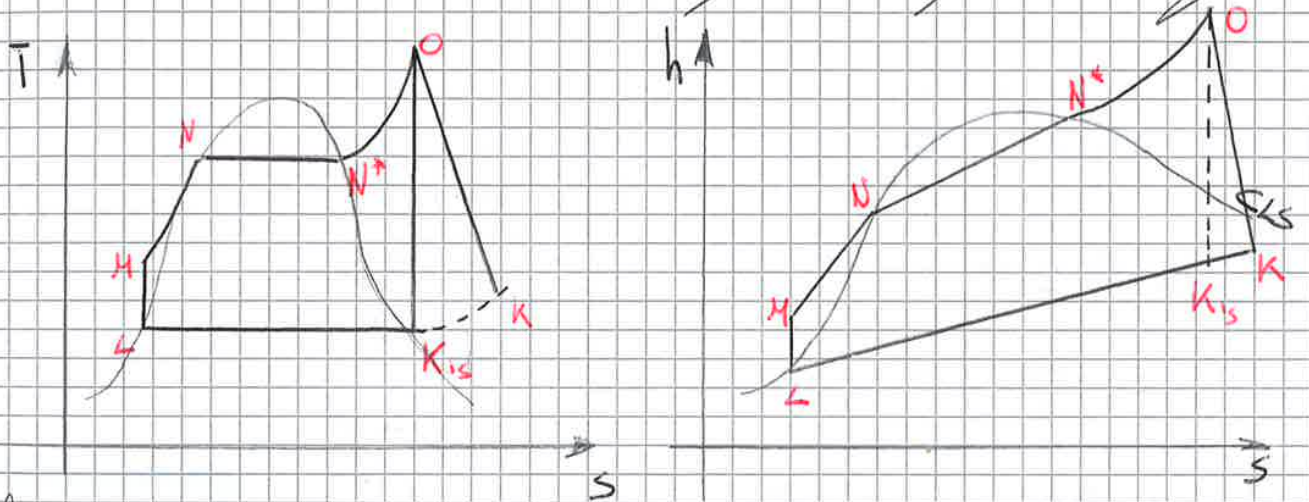


GV: M-O riscaldamento isoboro del fluido motore per raggiungere la  $T_0$  (ingresso della turbina)

-  **isomerizzante** M-N riscaldamento fino a condizioni di saturazione
-  **evaporatore** M-N\* passaggio di fase da liquido a vapore (ISOTERMA)
-  **superisoleggiante** N\*-O surrisc. isoboro del vapore

TV: O-K espansione del vapore in turbina per ottenere  $P_i$   
 trasformazione irreversibile ( $L_w > 0$ )

CV: K-L condensazione dell'acqua a liquido da vapore



Titolo vapore:

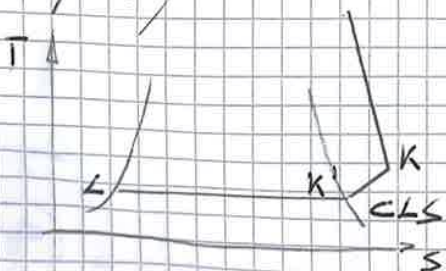
$$x = \frac{m_{VAP}}{m_{LIQ} + m_{VAP}}$$

da  $m_{VAP} = 0$   $x = 0$  CLI

da  $m_{LIQ} = 0$   $x = 1$  CLS

• generalmente in K  $x_K \geq 0,27$  perché:

- 1) liquido esercita una azione frenante sul vapore
- 2) liquido esercita un'azione corrosiva sulle palette



K-L: condensazione del liquido  
 a  $p = \text{cost}$  ( $P_K = P_L$ ) isoboro  
 $K_L$  è isoboro  
 $KL$  è anche isoterma



$$\int T dS = Q_1 + L_w \Rightarrow Q_1 = \int_0^M T dS \cong L_0 M N N^* O K_{30}$$

• Applicazione 1° principio tra O-K

$$Q - \dot{L}_i = \sum_S m_S E/S \quad \text{i termini di lavoro nel volume di controllo}$$

$$P_{iT} = P_i$$

$$-P_i = \dot{m} (h_k - h_o) \Rightarrow P_i = \dot{m} (h_o - h_k)$$

• 1° principio K-L  $Q - \dot{L}_i = \sum_S m_S E/S$

$$-Q_2 = \dot{m} (h_k - h_L)$$

$$Q_2 = \dot{m} (h_k - h_L)$$

$$Q = \frac{Q_2}{\dot{m}} = h_k - h_L$$

• 1° principio L-M

$$Q - \dot{L}_i = \sum_S m_S E/S$$

$$P_{iP} = \dot{m} (h_M - h_L)$$

$$\frac{P_{iP}}{\dot{m}} = L_{iP} = h_M - h_L$$

→ **Rendimento**

$$\eta = \frac{L_i}{Q_1} = \frac{P_i}{Q_1}$$

rendimento esportico occorrenza: consideriamo le perdite

$$\eta = \frac{L_u}{L_i} = \frac{P_u}{P_i} = \frac{P_i - P_m - P_{occ}}{P_i}$$

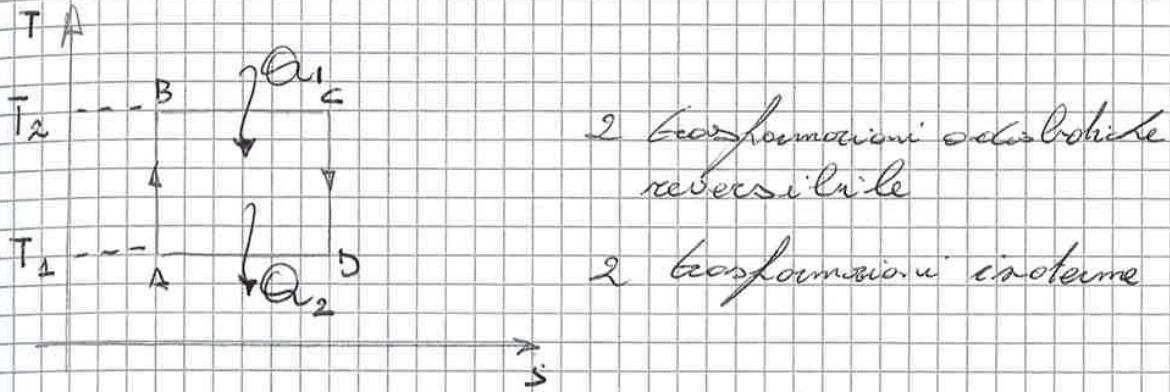
$$0,25 \div 0,36$$

$$\eta = \frac{P_i}{Q_1} \cdot \frac{P_u}{P_i} = \frac{P_u}{Q_1} = \eta_u \quad \text{Rendimento utile dell'impianto}$$



- Successi accendimenti ripetuti
- Diminuzione della pressione di condensazione
- Utilizzo di aili sovrapposti: ciclo combinato gas-vapore
- Rigenerazione

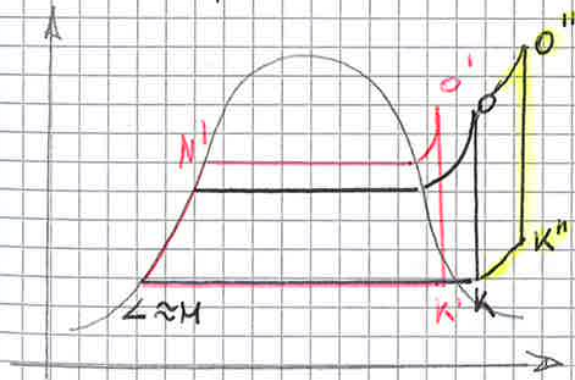
Consideriamo un ciclo di Carnot



$$\eta_c = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Se  $T_2 \downarrow \Rightarrow \eta_c \uparrow$   
 Se  $T_1 \uparrow \Rightarrow \eta_c \uparrow$

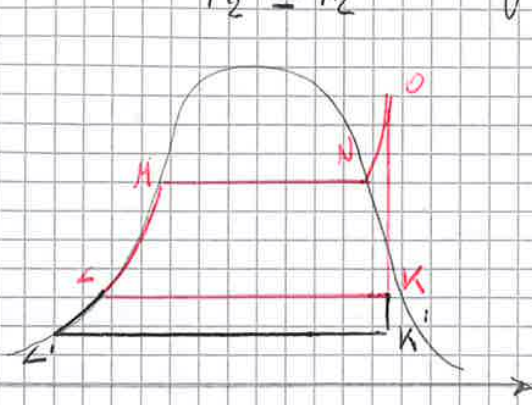
• **Aumento  $P_0$  e aumento  $T_0$**



- Ciclo iniziale
  - Ciclo con  $P_0' > P_0$
- $$\begin{matrix} T_1' > T_1 \\ T_2' = T_2 \end{matrix} \Rightarrow \eta' > \eta$$
- Ciclo con  $T_0'' > T_0$
- $$\begin{matrix} T_1'' > T_1 \\ T_2'' = T_2 \end{matrix} \Rightarrow \eta'' > \eta$$

• **Diminuzione di  $P_0$**

- ciclo base
  - ciclo con  $P_{K'} < P_K$
- $$\begin{matrix} T_1' = T_1 \\ T_2' < T_2 \end{matrix} \Rightarrow \eta' > \eta$$



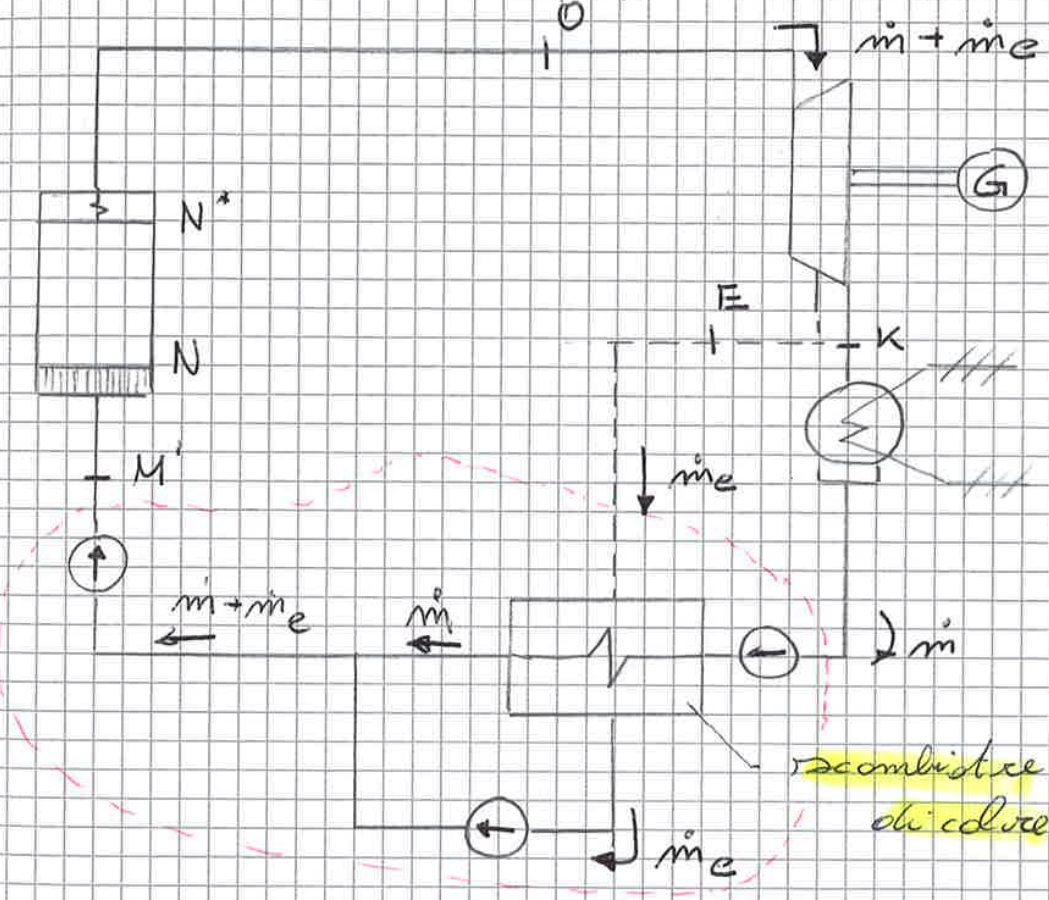


Lezione 14

20.03.15

→ **Ripercussione**

La ripercussione permette di aumentare il rendimento del ciclo  
 base. Non si può fare come è stato descritto perché non po-  
 riamo scambiare calore tra vapore che espande e acqua.  
 Cederemo invece di calore di scambio tutto il calore  
 di una parte che si espande (non si può invece una  
 parte di calore o a tutto la parte che espande



Applicare il primo principio all'oce circuito. Per ciascuna pompa  
 mai trascureremo la potenza dissipata (La consideriamo poi nel  
 rendimento organico)

$$Q - \dot{L}_i = \sum \dot{m}_s E_{F_s}$$

$\dot{m}_s > 0$  se uscente  
 $\dot{m}_s < 0$  se entrante

→  $\approx 0$  per colpo della  
 solo scambio pompe  
 interni

$$(m_i + m_e) h_{H1} = m_e h_E + m_i h_L$$

$$m_i h_{H1} + m_e h_{H1} = m_e h_E + m_i h_L$$



$$= \frac{m_i (h_o - h_E + h_E - h_K) + m_e (h_o - h_E)}{m_i (h_o + h_L - h_{M1}) + m_e (h_o - h_{M1})}$$

$$= \frac{m_i (h_o - h_K) + m_e (h_o - h_E)}{m_i (h_o - h_L) - m_i (h_{M1} - h_L) + m_e (h_o - h_{M1})}$$

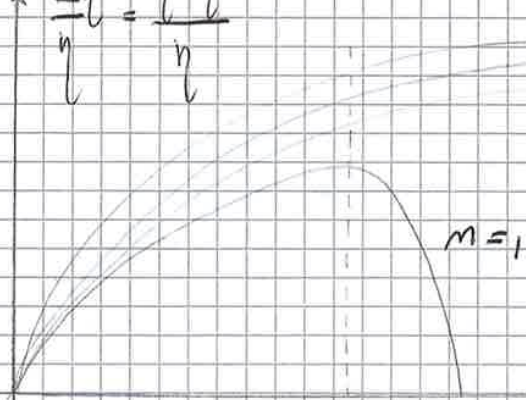
$$\eta' = \frac{m_i (h_o - h_K) + m_e (h_o - h_E)}{m_i (h_o - h_L) + m_e (h_o - h_E)}$$

$$\eta' = \left( \frac{h_o - h_K}{h_o - h_L} \right) \cdot \frac{m_i + m_e \frac{h_o - h_E}{h_o - h_K}}{m_i + m_e \frac{h_o - h_E}{h_o - h_L}} = \frac{h_o - h_K}{h_o - h_L} \left( 1 + \frac{m_e}{m_i} \frac{h_o - h_E}{h_o - h_K} \right) \left( 1 + \frac{m_e}{m_i} \frac{h_o - h_E}{h_o - h_L} \right)^{-1}$$

$$\rightarrow m_e (h_E - h_{M1})$$

È maggiore perché  $h_o - h_K < h_o - h_L$   $\geq 1$   
 I due rendimenti saranno uguali quando ( $=1$ ); la portata  $m_e = 0$  o,  $h_E = h_o$  (è come scaldare un fluido e usarlo per scaldare un altro).

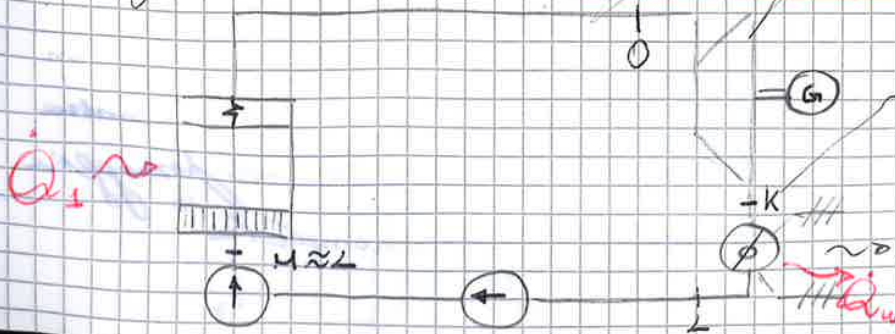
$$\Delta \eta = \frac{\eta' - \eta}{\eta}$$



Il numero massimo di spallamenti è di 10-11 pezzi ed un certo punto il costo per la creazione è maggiore del vantaggio che si ha con il miglioramento del rendimento.

**NB** Più il rendimento  $\eta'$  aumenta più la potenza interna generata dall'impianto  $\dot{Q}_1$   $\rightarrow$  Quantità con cui possiamo

**Impianti a turbine a vapore cogenerativi a recupero**



$p_K = 1.5 \text{ bar}$  Non posso scendere di più in questo caso perché se no entrano altre ed una temperatura loro troppo bassa

non utilizzare termico



Eurocompressori  $\left\{ \begin{array}{l} \text{turbocompressori } \Delta E_c \rightarrow \Delta P \\ \text{Eurocom. veri e propri } \Delta E_c \rightarrow \Delta P \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \text{centrifugo} \\ \text{assiale} \end{array} \right.$

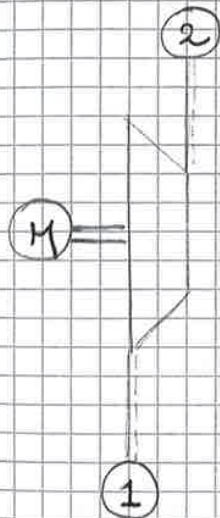
centrifugo (impulso assiale e uscite radiale): macch. monostadio

assiale: general macchine multistadio

stadio: palette mobile (girante) + palette fisse (diffusore)

$$\Delta i \rightarrow \frac{\Delta P}{\Delta E_c} \qquad \Delta E_c \rightarrow \Delta P$$

• Valiamo come possiamo risolvere il rendimento



- 1: ambiente di aspirazione
- 2: ambiente di mandata

1° principio 1-2 condizioni stoe per una macchina generatrice

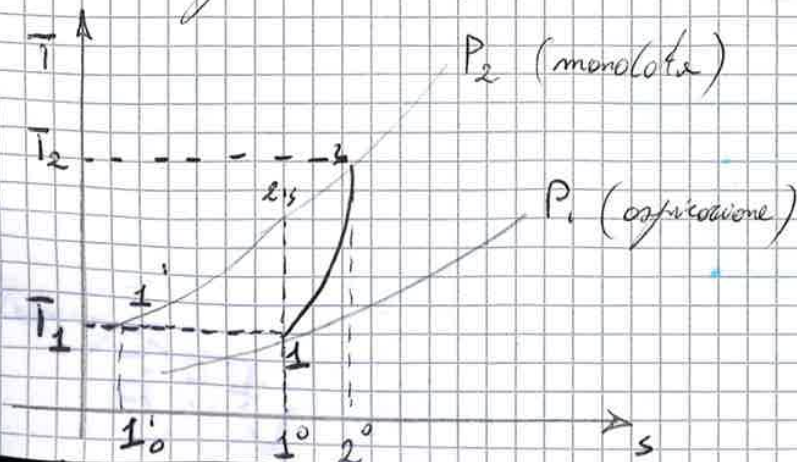
$$Q + \Delta i = \Delta h + \Delta E_c$$

$Q = 0$  sono piccoli in queste macchine rispetto alle altre forme di energia

Poiché il fluido è quasi sempre aria possiamo fare l'ipotesi che  $c_1 \approx 0$  e  $c_2 \approx 0$

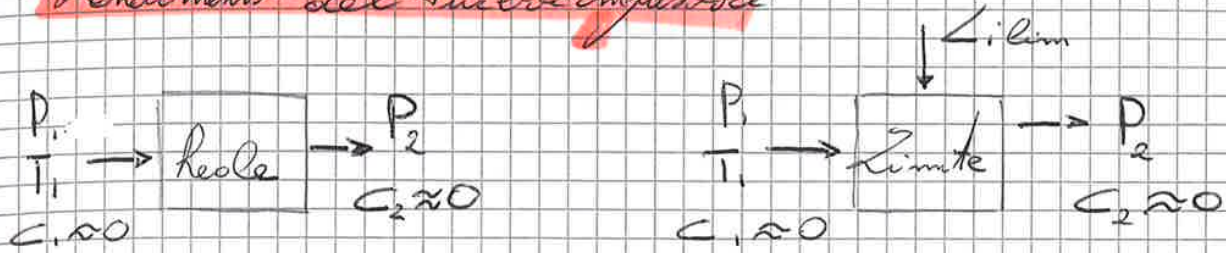
$$\Rightarrow \Delta i = \Delta h + \Delta E_c = c_p (T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$$

Se questo non fosse trascurabile  $\Delta i = \Delta h + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$





→ Rendimento del turbo compressore



Limite: isentropico  $\Rightarrow \eta_{is}$

Politropico reversibile  $\Rightarrow \eta_{pol} = \eta_{is} \rightarrow$  rendimento idraulico

rendimento politropico

$$1) \eta_{is} = \frac{L_{ilim}}{L_i} \quad 2) \eta_{pol} = \eta_{is} = \frac{L_{ipol}}{L_i}$$

1) Trasformazione isentropica 1-2 is

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c \quad 1-2_{is} \text{ isentropica}$$

$$L_{i, is} = c_p (T_{2, is} - T_1) \quad L_{i, is} \approx 10^1 2_{15} 10$$

$$L_{is} = c_p \bar{T}_1 \left( \frac{T_{2, is}}{T_1} - 1 \right) = c_p \bar{T}_1 \left[ \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = c_p \bar{T}_1 \left( \beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)$$

$$\eta_{is} = \frac{L_{i, is}}{L_i} = \frac{R \frac{k}{k-1} \bar{T}_1 \left( \beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{R \frac{k}{k-1} \bar{T}_1 \left( \beta^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right)} = \frac{\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\beta^{\frac{m-1}{m}} - 1} < 1 \quad \text{se } m > k$$

2) Vediamo invece la definizione del rendimento politropico/idraulico 1-2 con trasformazione politropica reversibile  $L_c \rightarrow L_w = 0$

1° principio 1-2 politrop. revers.

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c$$

2° principio 1-2 politrop. reversibile

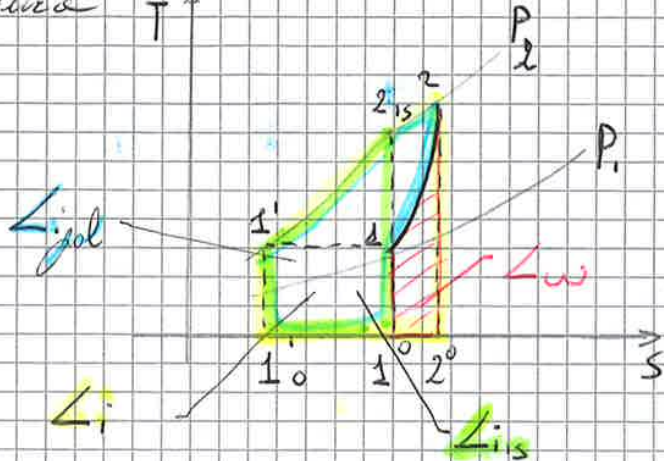
$$0 < \int_1^2 \frac{Q}{T} dS = Q + L_w = 0 \Rightarrow Q > 0$$



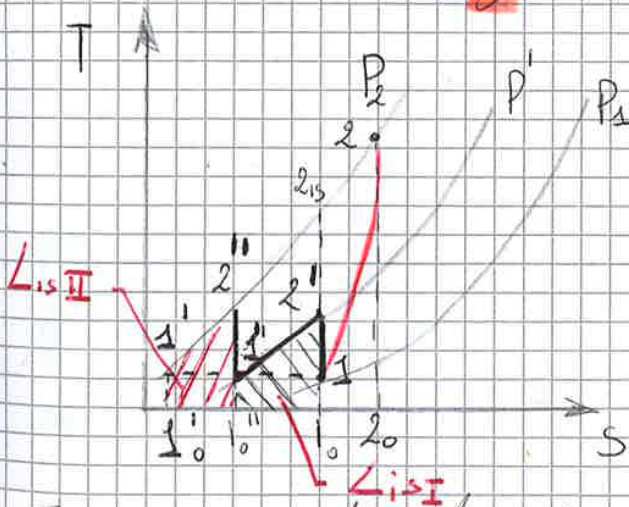
Consideriamo il secondo punto

$$\int_1^2 \frac{p}{v} ds = Q + \int_1^2 p dv \quad \Delta i = -Q \cong 1_0'1'1_0'$$

Questa trasformazione non si può fare ma si può fare una trasformazione intermedia. Vado a spezzare la mia trasformazione in più parti. Tra la prima e la seconda parte allora la temperatura  $T^*$



**Lezione 16** → **Compressione intermedia** 1.04.15'



$$\begin{aligned} \Delta i &\cong 1_0'1'2_0 \\ \Delta w &\cong 1_0'2_0 \\ \Delta i_{1,2} &\cong 1_0'1'2_{1,2} \\ \Delta i_{1,2} &\cong 1_0'1'2_{1,2} \\ \Delta R &\cong 1_0'2_{1,2} \\ \Delta i_T &\cong 1_0'1'1_0 \end{aligned}$$

Compressione intermedia:

**NB** La compressione può avere più passaggi di riflessione

Compressione → intermediazione →  
 Compressione → intermediazione

Compressione isocorica →  $L_{i,1}$  da  $P_1$  a  $P_1'$   $L_{i,1I}$   
 o da  $P_1'$  a  $P_2$   $L_{i,1II}$

$$\begin{aligned} \Delta i_{1,1I} &\cong 1_0''1''2''1_0 \\ \Delta i_{1,1II} &\cong 1_0'1'2''1_0 \end{aligned} \left. \begin{aligned} \Delta i_{1,1I} + \Delta i_{1,1II} &< \Delta i_{1,2} \\ &\cong 1_0'1'2_{1,2} \end{aligned} \right\} \Delta i_{1,12} = \Delta i_{1,1I} + \Delta i_{1,1II} \rightarrow 1-2'-1''-2''$$



3° uscite diffuse

$\beta'' = 90^\circ \rightarrow$  foglie radiale all'uscita prima



$$\vec{z} = \vec{w} + \vec{u}$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} c_m = w_m \\ c_u = w_u + u \end{cases}$$

$$L_i = c_u'' \cdot u'' - c_u' u' \rightarrow \text{non ci sono componenti tangenziali}$$

1° principio pirante  $1' - 2'$       1° principio pirante  $1'' - 2''$   
 non invertibile, irreversibile  
 da pirante (MR)

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c$$

Lossi

$$L_i = c_p(T'' - T') + \frac{c''^2 - c'^2}{2} \quad (1)$$

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c + \Delta E_w$$

$L=0 \quad L=0$

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c + \Delta E_w$$

$$(2) \quad c_p(T'' - T') + \frac{w''^2 - w'^2}{2} - \frac{u''^2 - u'^2}{2} = 0$$

Sottraendo (2) da (1) otteniamo

$$L_i = \frac{c''^2 - c'^2}{2} + \frac{w'^2 - w''^2}{2} + \frac{u''^2 - u'^2}{2} \Leftrightarrow L_i = c_u'' u'' - c_u' u'$$

A partire da  $c$  e  $w$  se il termine  $\frac{u''^2 - u'^2}{2} > 0 \Rightarrow L_i \uparrow \Rightarrow \Delta p \uparrow$

$u'' > u' \rightarrow$  macchina centrifuga

Se una macchina è monostatica preferisco solo centrifuga in quanto aumenta il  $\Delta p$

(2) A partire da  $L_i$  se  $\frac{u''^2 - u'^2}{2} > 0 \Rightarrow c$  e  $w \downarrow \rightarrow L_w \downarrow \Rightarrow \eta \uparrow$   
 Tra una macchina ossile e una centrifuga se vogliamo le ipotesi (2), notiamo che il rendimento di una macchina centrifuga è maggiore. Per cui se una macchina è monostatica per le considerazioni fatte, conviene fare centrifuga



È possibile confondere 1 e 1 e 3 e 2 se non si fanno dati e disposizione

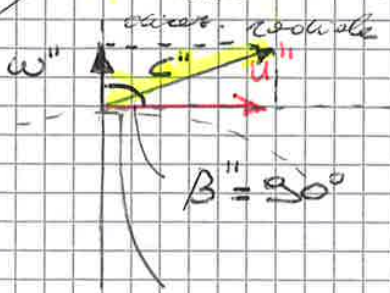
Mai confondere 2 e 2 perché 2' è diverso da 2

**Lezione 17**

13.06.15

7°

Influenza dell'angolo  $\beta''$  sul triangolo delle velocità in assiale delle pompe del tubo compressore



$\vec{c} = \vec{w} + \vec{u}$

elica compressore

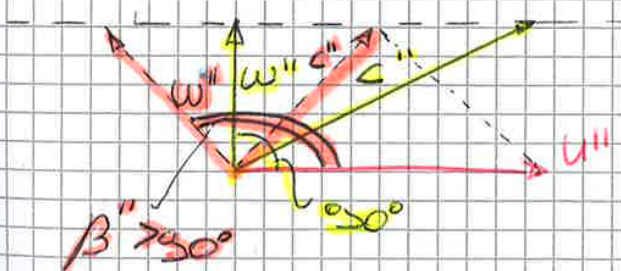
$L_i = c_u'' u'' - c_{u1} u_1$

$L = 0$  (velocità assiale)

per  $\beta'' = 90^\circ \Rightarrow L_i = u''^2$

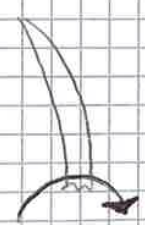
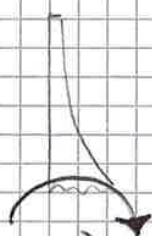
• Manteniamo  $u''$  e in cambiamento  $\beta''$

$m = \sum \rho'' \tilde{u} d'' l'' w_n \Rightarrow w_n''$  non cambia



$\beta'' = 90^\circ$

$\beta > 90^\circ$



$\beta > 90^\circ \Rightarrow c''(\beta > 90^\circ) < c''(\beta = 90^\circ)$

$\Rightarrow$  nel diffusore deve recuperare una quota minore di  $E_c$

Il diffusore può essere non perfetto: cioè più economico ma meno efficiente.

• Ci possono essere anche casi con  $\beta < 90^\circ$  ma si tratta di turbo ventilatori che non hanno bisogno del diffusore



Severo per il raffreddamento



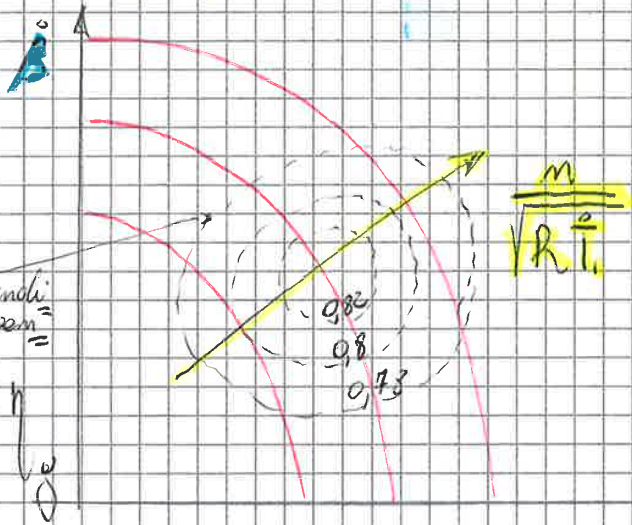
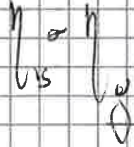
$$\beta = \beta \left( \frac{m}{\sqrt{RT_1}}, \frac{m\sqrt{RT_1}}{P_1} \right)$$

$m =$  numero di  
piani

$$\beta = 1 + \cos \alpha_1 \cdot \left( \frac{m}{\sqrt{RT_1}} \right)^2 - \cos \alpha_2 \left( \frac{m\sqrt{RT_1}}{P_1} \right)^2$$

$$\beta = 1 + \cos \alpha_3 - \cos \alpha_2 x^2$$

curve simmetricamente  
rispetto all'origine  
logica.



$$\frac{m\sqrt{RT_1}}{P_1}$$

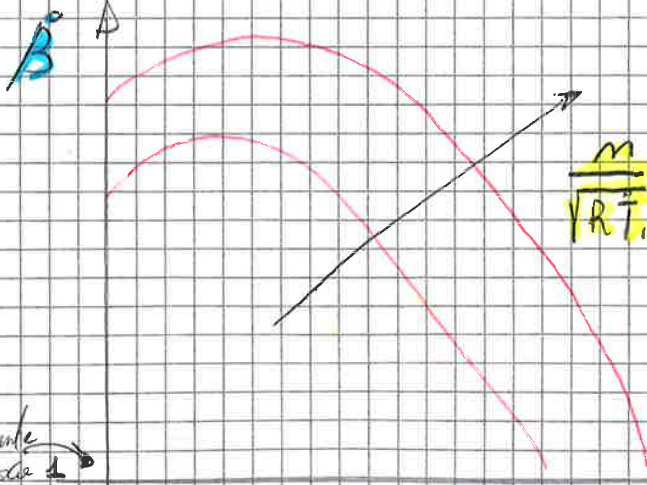
$$\frac{\frac{m}{m_0} \sqrt{\frac{T_1}{T_{1,0}}}}{\frac{P_1}{P_{1,0}}}$$

come  
di  
riferimento

Queste curve valgono per le ipotesi fatte:

Entroventi laterali  $\Delta p \approx 0$  e  $L \omega \propto \omega_n^{1,2}$

- Queste ipotesi materialmente non sono vere nello realtà, e invece presentano un massimo



Pagine in un tubo  
compressore  $\Delta E_c \approx 0$

$$\text{allora} \Rightarrow \beta = \beta$$

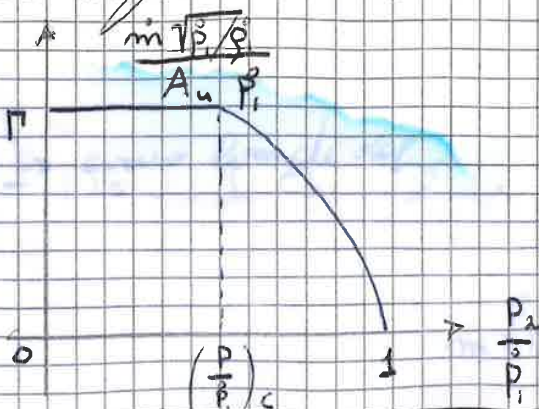
$$T_1 = T_1$$

$$P_1 = P_1$$

Solitamente  
si parte da 1  
fatti che  
0 e 1 non  
si intersecano

**N.B** Per i turbocompressori  
fanno i conti  
ho lo stesso caso  
ma più pendente

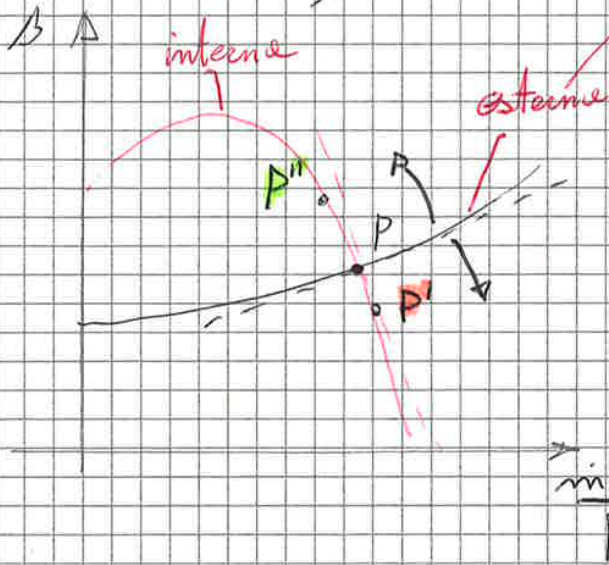
Per un turbocompressore snello le curve possono essere più pendenti:



Ci sono delle envolope con l'uscita  
sufficientemente convergente. C'è un  
rapporto di pressioni nel quale delle  
curve esce da verticale.



• Diamo che il punto di lavoro è stabile se la pendenza della caratteristica interna  $\leftarrow$  pendenza caratteristiche esterne



Caratteristica impropria in cui il compressore è montato

- In P la pendenza della caratteristica interna  $\leftarrow 0$
- In P la pendenza della caract. esterna  $> 0$

**STABILE**

- Se lo punto in corrente  $m$  aumenta  $m \Rightarrow P'$  allora  $\beta_{TC} < \beta_{circuito}$ . Il circuito tende a ridurre il fluido  $\Rightarrow m$  diminuisce e perciò il punto  $P'$  tende a P

- Se invece  $m$  diminuisce  $P''$   $\beta_{TC} > \beta_{circuito}$  il compressore tende ad aumentare la velocità del fluido e per cui  $m$  aumenta e  $P''$  tende a P.

Quello che interessa però è una caratteristica del circuito in condizioni transitorie. Le turbolenze del circuito vengono viste come capacità inerte  $\Rightarrow$  reattanza inerti.

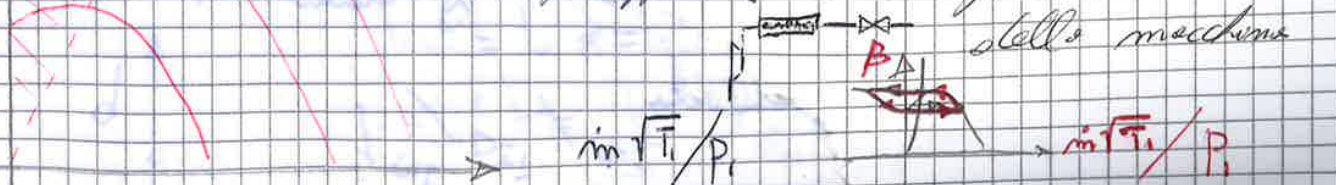
$\Rightarrow$  P stabile  $\beta_{TC} < \beta_{circuito transitorio} = 0 \Rightarrow$  caratteristica compressore è negativa.

P instabile pendenza  $\beta_{TC} > \beta_{circuito transitorio} = 0$

instabile  $\Rightarrow$  caratteristica compressore ha pendenza positiva

crisi limite del compressore (SURGE)

Questo comportamento porta alla rottura della macchina





Vediamo subito se la portata è grande non possiamo utilizzare quella centrifuga. In molte parti in quello tratto il rapporto di compressione è basso i turbocompressori assiali saranno sempre multistadio

Nel turbocompressore assiale: - multistadio

- stadio: *piccolo + diffuso*  
 $L_i \rightarrow \frac{\Delta P}{\Delta E}$      $\Delta E \rightarrow \Delta P$

- può essere presente una palette fissa a monte e a valle di tutta la macchina

monte: *proprio*  $\Rightarrow C_{uI} \neq 0$  *in prima palette*  $\Rightarrow$  *eventuale ultima reazione di  $E_c$*   
 valle: *conduttore*

- de e l un po' piccole non sono costanti l'angolo l'asse della macchina

$$m = \rho' A' C_{m'} = \rho'' A'' C_{m''}$$

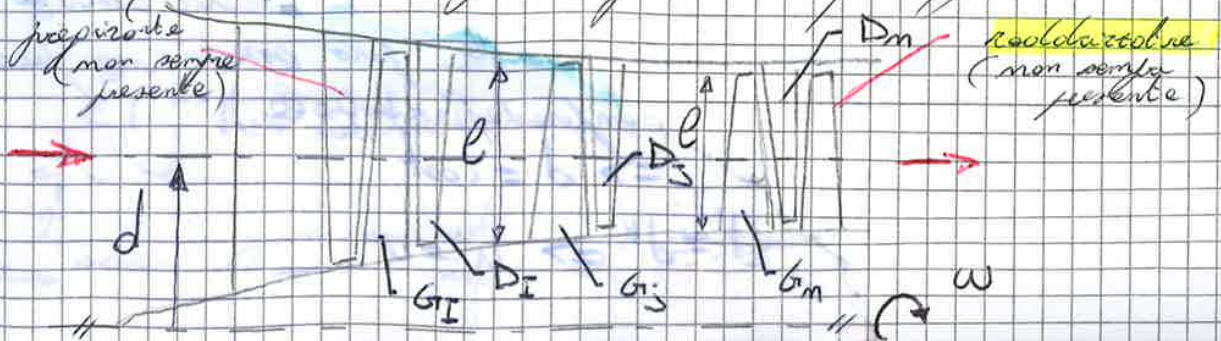
$$\rho' d e \quad \rho'' d'' e''$$

Nel caso  $C_{m'} \approx C_{m''}$

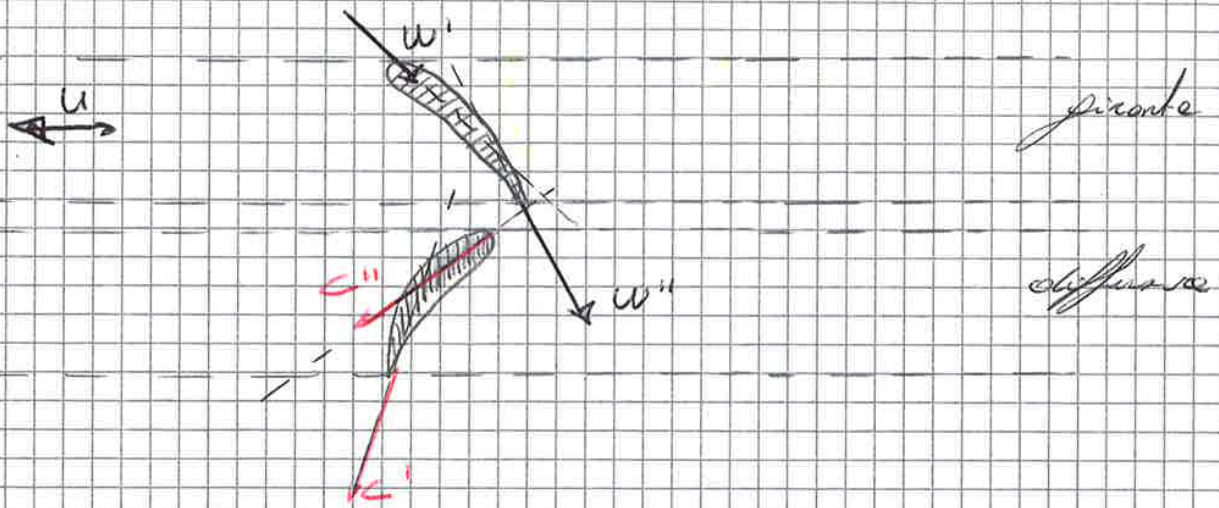
$$\frac{C_{m''}}{C_{m'}} = \frac{\rho'' A''}{\rho' A'} \Rightarrow \rho'' A'' = \rho' A' \Rightarrow A'' < A'$$

lungo l'asse l'area di passaggio del fluido diminuisce

$A = \rho d e \rightarrow$  forse spire su questi parametri



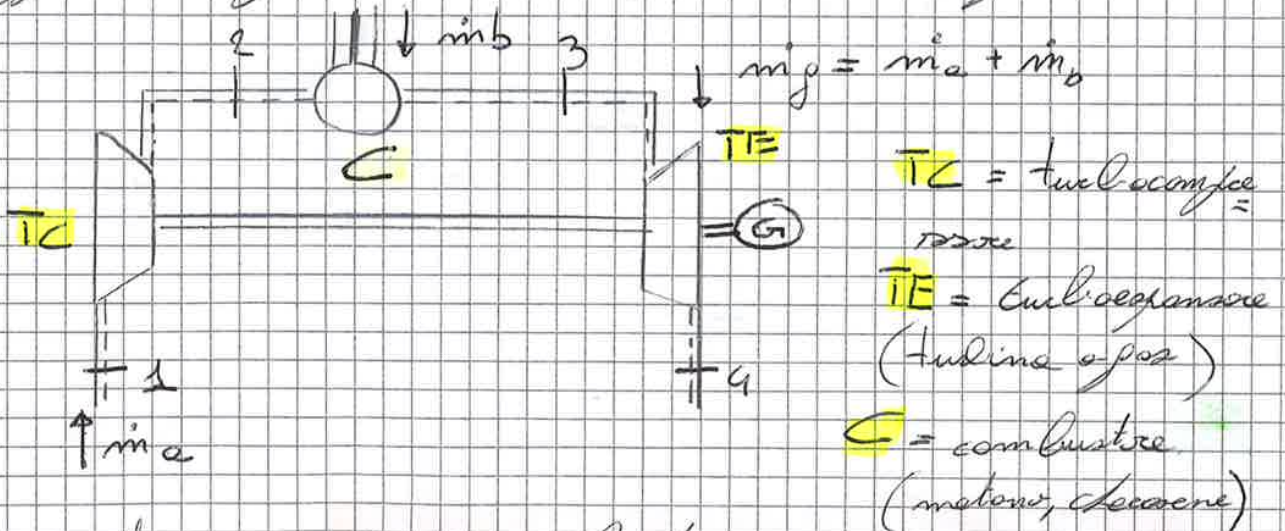




$$\Delta i = c_u'' u'' - c_u' u' > 0 \quad \text{conv. meschi agostice}$$

→ **Impianti di turbina a gas**

Molti ci concentriamo su impianti che utilizzano un impianto di questo tipo per la produzione di energia. Ci sono anche molte applicazioni per muovere dei macchinari di trasporto.



1: aria esterna in condizioni ambiente

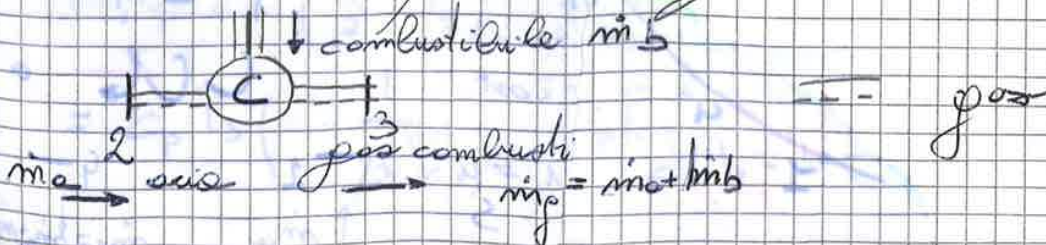
1-2: compressione aria nel compressore

2-3: combustione in seno al fluido motore  
(cambie le caratteristiche chimiche del fluido motore)

3: fluido ad alta T e p

$T_3$ : è la temperatura massima  $T_{max}$  di tutto l'impianto

3-4: ha l'espansione del gas combusti in turbina





- 1-2 compressione isoterma: isentropica
- 2-3 viene fornito calore dall'esterno (in modo rev) a pressione  $P_2$
- 3-4 espansione isoterma: isentropica
- 4-1 sottratto calore  $Q_2$  verso l'esterno (in modo reversibile) a pressione  $P_1$

$$L_{id} = L_{id}^c - L_{id}^a$$

1° principio termodinamica  $Q - L_i = \Delta h + \Delta E_c$   $\Delta E_c \ll \Delta h$   
 3-4  $L_{ad}^c$

$$L_i = -\Delta h = c_p(T_3 - T_4)$$

1° principio compressione  $Q + L_i = \Delta h + \Delta E_c = \Delta h$   
 1-2

$$L_i = \Delta h = c_p(T_2 - T_1)$$

$$L_{id} = c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1)$$

Perché 1-2 isentropica per scrivere:  $P_1 V_1^\kappa = \text{cost}$

$$\frac{T_1}{P_1^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} = \text{cost} \quad \frac{T_2}{P_2^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} = \frac{T_1}{P_1^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

$$\beta = \frac{P_2}{P_1} = \text{rapporto manometrico di compressione}$$

Tra 3-4  $\frac{T_4}{P_4^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} = \frac{T_3}{P_3^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \Rightarrow \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$

Per cui vale il prodotto in croce.

$$\frac{T_3}{T_4} = \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow T_1 \cdot T_3 = T_2 \cdot T_4$$

**N.B** Vale ogni volta che ho trasformazioni uguali 2 a 2

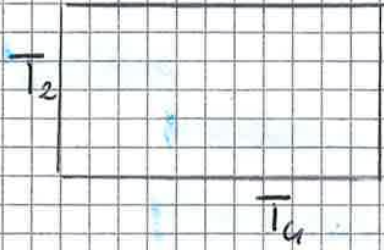
$$L_i = c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1) = c_p T_3 \left(1 - \frac{T_4}{T_3}\right) - c_p T_1 \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) =$$

$$= c_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}\right) - c_p T_1 \left(\beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1\right)$$

$T_1$  e  $T_3$  sono i punti  
 $T_1$ : temperatura ambiente  
 $T_3$ : temperatura max



Dal punto di vista geometrico il perimetro di un rettangolo la cui area è nota



$$\left. \begin{aligned} \text{Area} &= T_2 \cdot T_4 \\ \text{Semiperimetro} &= T_2 + T_4 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \text{Semiperimetro} \Rightarrow \text{minimo se il rettangolo diventa un quadrato}$$

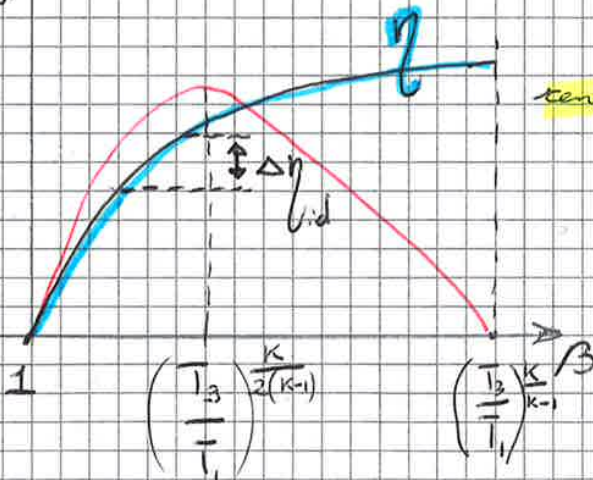
$T_2 + T_4$  è minimo se  $T_2 = T_4$

$$T_2 \cdot T_4 = T_1 \cdot T_3 \quad \text{se } T_2 = T_4 \Rightarrow T_2^2 = T_1 T_3 \Rightarrow T_2 = \sqrt{T_1 T_3}$$

$$\Rightarrow \beta = \frac{P_c}{P_1} = \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left( \frac{\sqrt{T_1 T_3}}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left( \frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{k}{2(k-1)}}$$

Come è legato questo  $\beta$  rispetto agli altri due.

$\Delta id \uparrow$



Come possiamo calcolare il rendimento ideale?

$$\eta_{id} = \frac{\Delta id}{Q_{sid}} = 1 - \frac{Q_{sid}}{Q_{sid}}$$

$$= 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{\frac{T_3}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - T_1}{T_3 - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}}$$

$$= 1 - \frac{\frac{T_3}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - T_1}{\beta^{\frac{k-1}{k}} \left( \frac{T_3}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - T_1 \right)} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \beta^{\frac{1-k}{k}}$$

La differenza di  $\beta$  oltre un certo punto mi crea una piccola differenza di  $\eta$ . Per cui anche se  $\eta$  cresce all'aumentare del rapporto  $id$  di compressione non conviene ad un certo punto aumentare  $\beta$  perché il lavoro scende.

$\eta_{id}$  è indipendente da  $T_3$  - aumento all'aumentare di  $k = \frac{c_p}{c_v}$

Idealmente sarebbe meglio usare gas monoatomici.



3) reagenti → gas combusti:

$$c_p$$

$$c_v$$

$$R = \frac{R}{M_{mol}}$$

$$c_p'$$

$$c_v'$$

$$R' = \frac{R}{M_{mol}}$$

$$c_p' > c_p$$

$$R' > R$$

$$Q_c = c_p' (T_3 - T_4)$$

Questo aiuta il rendimento  $\eta$

Lezione 13

20.04.15

→ Ciclo reale in un impianto di turbina a gas

- fluido reale (gas quasi perfetti)

- con perdite

Il motore reale un ciclo aperto perché ogni volta il fluido viene sostituito: 1-1 ⇒ sostituzione di gas combusti con aria fresca presa dall'ambiente esterno

Perdite:

2) perdite fluidodinamiche nelle turbomacchine: compressore e turbina

1-2) Compressore  $\eta (= \eta_{isc}) < 1$

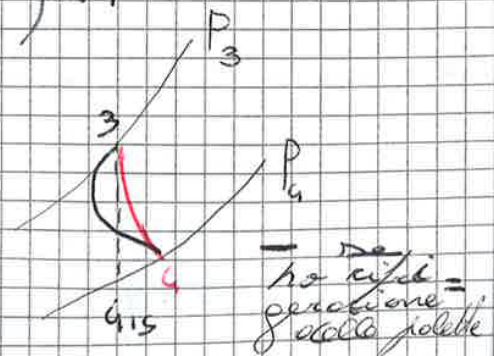
$$L_w > 0 \quad \eta < 1$$

$$Q = 0 \text{ generalmente}$$

3-4) Espansione reale  $\eta (= \eta_{is,t}) < 1$

$$L_w > 0 \quad \eta < 1$$

$$Q = 0 \text{ generalmente}$$





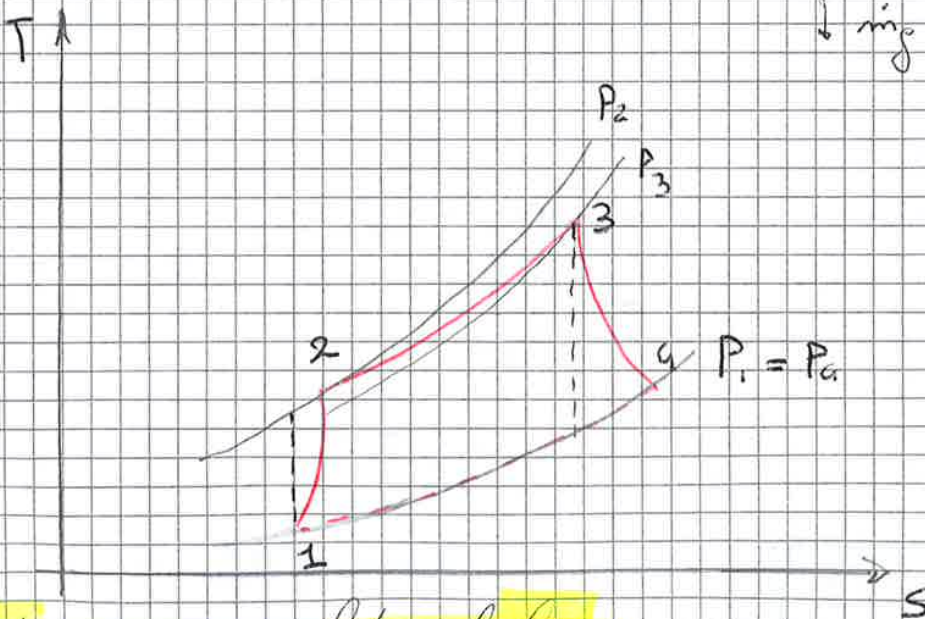
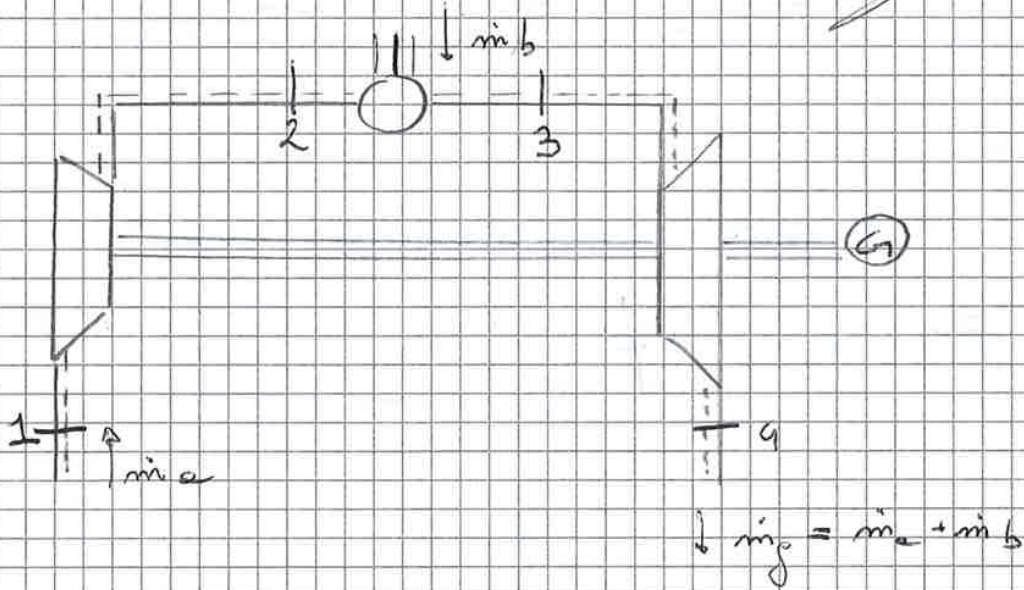
$$\beta_c = \frac{P_3}{P_4} = \frac{P_2 \eta_{mb}}{P_1} = \beta_c \eta_{mb}$$

← ciclo aperto: i gas combusti sono scaricati nell'ambiente

d) Perdite meccaniche e aerodinamiche.

↑  
danni su  
cuscinetti

↑  
attriti di  
cassoni dell'impianto



Vediamo come valutare il lavoro

$$Q_{in} = c_p (T_2 - T_1) = \frac{1}{\eta_{sc}} c_p T_1 \left( \beta_c^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) = \frac{1}{\eta_{sc}} c_p T_1 \left( \beta_c^{\frac{R}{c_p} - 1} \right)$$

$$= c_p T_1 \left( \beta_c^{\frac{k-1}{k} \frac{1}{\eta_{sc}}} - 1 \right) = c_p T_1 \left( \beta_c^{\frac{R}{c_p} \frac{1}{\eta_{sc}}} - 1 \right)$$

$$\eta_{sc} = \frac{L_{ipolc}}{L_{ic}} = \frac{\int_{1,2} \eta_{sc} dp + \Delta E_c}{L_{ic}} = \frac{m/m-1}{k/k-1} \Rightarrow \frac{m-1}{m} = \frac{k-1}{k} \frac{1}{\eta_{sc}}$$