



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1574A -

ANNO: 2015

A P P U N T I

STUDENTE: Fasano

MATERIA: Macchine + Eserc. Prof.Ferraro

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.**

29/09/14

Metodi:

- 1. sostanziale (LAGRANGIANO)
 - 2. locale (EULERIANO)
- } metodi diversi, ma che descrivono lo stesso fenomeno fisico

I PRINCIPIO IN FORMA SOSTANZIALE (LAGRANGIANA)



$$dq = dl_{gr} + du^* + de + dE_w + de_g$$

forze di superficie

vale anche se \vec{v} risulta a $\omega_{rot} = costante$

dq : calore scambiato tra t e $t+dt = dq_{conv} + dq_{cond} + dq_{irr}$

\downarrow conversione \downarrow conduzione \downarrow irraggiamento

oss

$dq_{irr} = dq_{irr, max} - dq_{irr, min}$

dl_{gr} : dovuto alle forze che giacciono sulla superficie che separa il sistema dall'esterno.

$du^* = du_t + e_{chem}$ **ENERGIA INTERNA**

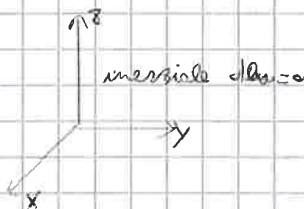
\downarrow TERMOCA \downarrow CHIMICA

$de_{gr} = g \cdot dz \rightarrow E_{gr} = g \cdot z$ **ENERGIA GRAVITAZIONALE**

$de = e \cdot dc \rightarrow E_c = \frac{c^2}{2}$ **ENERGIA UNGTICA**

$dE_w \rightarrow$ dipende dal sistema di riferimento

- INERZIALE $dE_w = 0$
- NON INERZIALE $dE_w \neq 0$



$|\vec{\omega}_{rot}| = \omega_{rot}$
 cioè la distanza fra P e l'asse di rotazione

Principale con $v_t \Rightarrow E_c = \frac{v_t^2}{2}$

$M = \omega_{rot} \cdot r$

ω_{rot} : rotazione $\rightarrow \omega_{rot} = \omega_{rot} \Rightarrow E_w = -\frac{M^2}{2}$

NOTAZIONE FISICISTA: IPTA (approssimazione Lagrangiana)

$dQ = dl_{gr}^P + du^* + dE_c + dE_w + dE_{gr}$

$Q = m \cdot Q$

$dQ = dQ_{conv} + dQ_{cond} + dQ_{irr}$; $dU^* = dU_t + dU_{ca}$

$E_c = \frac{c^2}{2} \Rightarrow dE_c = m \cdot c \cdot dc$

$E_{gr} = g \cdot z \Rightarrow dE_{gr} = m \cdot g \cdot dz$

$E_w = -\frac{M^2}{2}$ con $\omega_{rot} = \omega_{rot}$
 $M = \omega_{rot} \cdot r$

$(E_c = \frac{v_t^2}{2}$ in un sistema non inerziale)

$$Q = L_{fr} + \Delta U^* + \dots$$

Il lavoro L_i è contenuto in L_{fr} : se cioè avviene con contatto fra fluidi e solidi, questo è lavoro meccanico, mentre se lo contatto fluido-fluido questo non c'è.

$$L_{fr} = L_i + L_{i-f} \rightarrow \text{lavoro di spostamento}$$

Calcolo del L_{fr} : Stato di tensione di un fluido

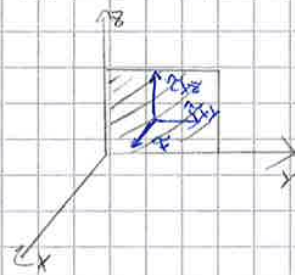


$$\tau = \mu \frac{\partial v_x}{\partial z} = \mu \frac{v}{R} \quad \text{moto laminare (caso semplice)}$$

In un generale, lo stato di tensione del fluido è descritto dal tensore degli sforzi:

$$\bar{\bar{T}} = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{bmatrix}$$

TENSORE DEGLI SFORZI



(1° pedice: ortogonalità
2° " : simmetria)

oss.

$$\tau_{ij} = \tau_{ji}$$

$d\vec{F} = \bar{\bar{T}} \cdot d\vec{A}$ Tale tensore è analogo al tensore di stato di tensione dei solidi (S.D.C.)

$$\bar{\bar{T}}_{pr} = \begin{bmatrix} \sigma_{xpr} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{ypr} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zpr} \end{bmatrix}$$

principale

$$\bar{\bar{T}}_s = \begin{bmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{bmatrix}$$

A direzione principale si hanno direzioni principali, senza sforzi normali

$$\bar{\bar{T}}_f \rightarrow \begin{bmatrix} \delta & 0 & 0 \\ 0 & \delta & 0 \\ 0 & 0 & \delta \end{bmatrix}$$

Se le 3 σ sono uguali tra loro, l'ellissoide diventa una sfera degli sforzi (nessun effetto viscoso)

(fluidi formati in moto rettilineo uniforme)

Non c'è analogia con il tensore delle deformazioni nei solidi. Nei fluidi la velocità di deformazione fa nascere gli sforzi.

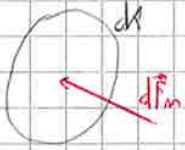
$$\underline{\underline{\Delta}} = \underline{\underline{\Delta}}_{\text{vols}} + \underline{\underline{\Delta}}_{\text{forma}}$$

$$\underline{\underline{\Pi}} = \underline{\underline{\Pi}}_{\text{vols}} + \underline{\underline{\Pi}}_{\text{forma}}$$

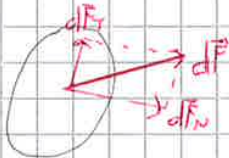
$$\underline{\underline{\Pi}}_{\text{forma}} = -2\mu \underline{\underline{\Delta}}_{\text{forma}} \rightarrow \text{legge costitutiva legata agli aspetti di forma}$$

Per la parte isotropa non c'è legame

PRESSIONE



$$p = \frac{dF}{dA}$$



$$\sigma_n = \frac{dF_n}{dA}$$

→ Sarebbe la pressione, ma con' non c'è l'istotrodo l'elementino, la dF varerebbe e così fa la pressione. Ma è vero!

$$pV = RT$$

$$p = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3} = \sigma_m = \text{cost}$$

Vale per ogni sistema di riferimento, essendo una invariante

$$E_m = \frac{\dot{\epsilon}_x + \dot{\epsilon}_y + \dot{\epsilon}_z}{3} \rightarrow \text{E fluido con } \dot{\epsilon}_x + \dot{\epsilon}_y + \dot{\epsilon}_z$$

E_m : velocità di deformazione media del volume all'unità di massa

TRASCURABILITÀ DELLE γ :

1) $0 \leq v \leq \sim 20 \text{ m/s}$

2) $\sim 20 \text{ m/s} \leq v \leq \sim 80 \text{ m/s}$

3) $v > 80 \text{ m/s}$

CAMPO 1 : $v \leq \sim 20 \text{ m/s}$ (v piccolo in assoluto, in relazione alle τ)

$$\frac{\partial v}{\partial x} \text{ (generica) piccolo, bassa velocità}$$

$$\tau_i \sim \mu \frac{\partial v}{\partial x} \approx 0$$

$$\underline{\underline{\Pi}} = \begin{bmatrix} \sigma & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma \end{bmatrix}$$

campo di applicazione delle **MACCHINE VOLUMETRICHE**

oss

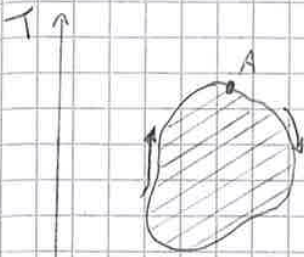
Le $\tau \approx 0$ sono all'interno della camera!

$$w = 2\pi r \rightarrow \text{manovella nelle perdite}$$

$$|u = 2\pi r| \text{ giri/s}$$

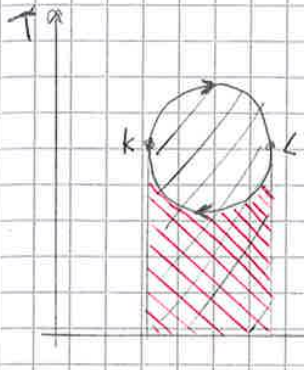
$$e = 2r \text{ (manovella)}$$

Passando ad un ciclo chiuso:



$$\oint T ds = Q + \underbrace{L_{um} + L_{col}}_{\text{dissipazioni}}$$

3/10/14

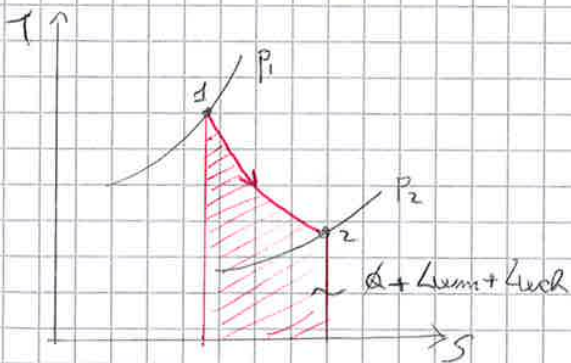


$$Q_1 + L_{um} + L_{col} \quad (Q_1 > 0)$$

$$Q_2 + L_{um} + L_{col} \quad (Q_2 < 0)$$

off
L_{um} > 0

Es. turbina in mot. permanente



$$Q = \frac{\dot{Q}}{m} \approx 0$$

$$\textcircled{1} \quad \dot{Q} = L_i + L_i^* + \Delta E_{z, w, gr}$$

$$\Delta E_z \approx 0 \quad (\text{nell'intervallo degli stati})$$

$$\Delta E_w = 0 \quad (x, y, z \text{ invariabile})$$

$$\Delta E_{gr} \approx 0$$

$$\Delta U_{col} = 0 \quad (\text{nessuna reazione})$$

$$\textcircled{1} \quad L_i + L_i^* = 0$$

$$L_i = -L_i^* = -(i_{t2} - i_{t1}) = i_{t1} - i_{t2}$$

gas perfetti : $p v = R T$, $R = \text{cost}$
 $c_p, c_v = f(T)$

$$c_p - c_v = R$$

gas perfetti:
 $\begin{cases} Q = 0 \\ \Delta E_{z, w, gr} = 0 \\ \Delta U_{col} = 0 \end{cases}$

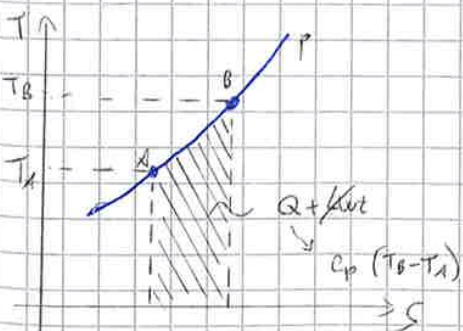
$$dh = c_p dT$$

$$du = c_v dT$$

$$L_i = c_p (T_1 - T_2)$$

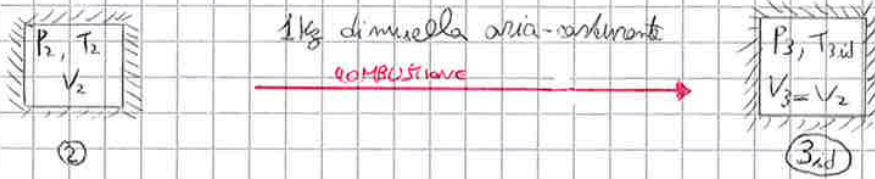
graficamente : $L_i = c_p (T_B - T_A)$

$$Q_1 = c_p (T_B - T_A) = \int_A^B c_p dT$$



COMBUSTIONE

• A VOLUME COSTANTE, IDEALE



1 kg di carburante \Leftrightarrow α kg di aria

$$\alpha = \frac{m_a}{m_b}$$

DOSSATURA

α_{ST} α che permette di bruciare il kg di carburante interamente.

Per combustione, $\alpha_{ST} \approx 14,6$

1) Se $\alpha > \alpha_{ST} \rightarrow$ miscela POVERA di carburante

2) Se $\alpha < \alpha_{ST} \rightarrow$ " RICCHE " "

Ideale \rightarrow ASTRAZIONE PURA (irreversibile) \rightarrow combustione portata al massimo livello di astrazione possibile



\bullet $2CO + O_2 \rightleftharpoons 2CO_2$ In equilibrio, le % dei composti sono bloccate, e le molecole di CO passano a CO₂ in contemporanea con il passaggio opposto $\rightarrow w_1 = w_2$.

Se $w_1 \neq w_2$, la reazione si sposta in base alla velocità.

la costante di equilibrio e le w_i sono funzioni della temperatura.

reazione isotermica: converte energia chimica in energia interna, "fornisce calore".

Fino a $T^* = 1850 K$ la reazione è spostata a destra; se $T > T^*$ aumenta la dissociazione del CO₂, per cui la reazione si sposta a sx.

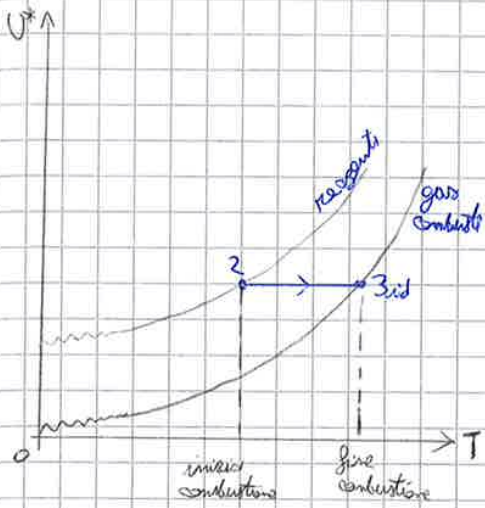
\uparrow DISSOCIAZIONE $\rightarrow \uparrow T$

1) $\alpha > \alpha_{ST}$

I PID f. logaritmica $2-3$ (1 kg di miscela)

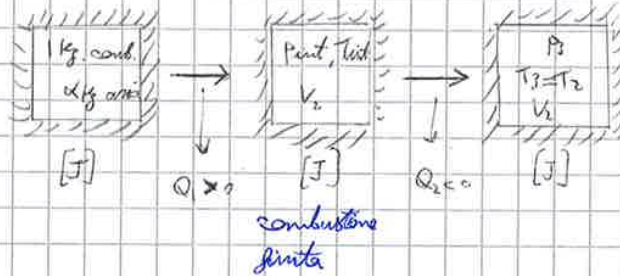
$$Q = Q_{gr} + \Delta U^* + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr}$$

$Q \approx 0$ (coibentiamo il sistema)



$U^* = \text{cost}$

- poteri calorifici
- $c_v = c_v(T)$
- Come si misura:



$$\begin{cases} Q < 0 & \text{SOFFRITO} \\ Q > 0 & \text{FORNITO} \end{cases}$$

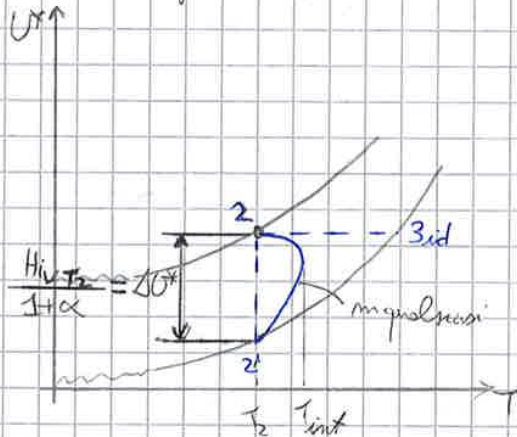
$H_v = |Q_1| + |Q_2|$ [J] **POTERE CALORIFICO**

↳ Inferiore: considera l'acqua allo stato di vapore
 ↳ Superiore: " " liquida

Come calcolo T_{3id} ?

- Sistema: $(1+\alpha)kg$
- Trasformare da 2 a 3: con $\alpha > 0$

$H_v = c_v (T_{3id} - T_2)$



$Q = L_{fs} + \Delta U^* + \Delta E_{c, w_{gr}} \Rightarrow Q = \Delta U^*$

Nel punto 2 l'acqua è totalmente allo stato di vapore:

$H_v \rightarrow H_{iv}$
 ↳ inferiore

$-H_{ivT_2} = m(U_2^* - U_2'^*)$

$-H_{ivT_2} = (1+\alpha)(kg) (U_2^* - U_2'^*) \Rightarrow H_{ivT_2} = (1+\alpha)(U_2^* - U_2'^*) \Rightarrow \frac{H_{ivT_2}}{1+\alpha} = U_2^* - U_2'^* \Rightarrow$

$\Rightarrow \Delta U^* = \frac{H_{ivT_2}}{1+\alpha}$ [J/kg] **QST** ΔU^* è sempre valido per i calcoli ed è sempre applicabile

misura in base allo scambio di calore, per essere più
 chiara.

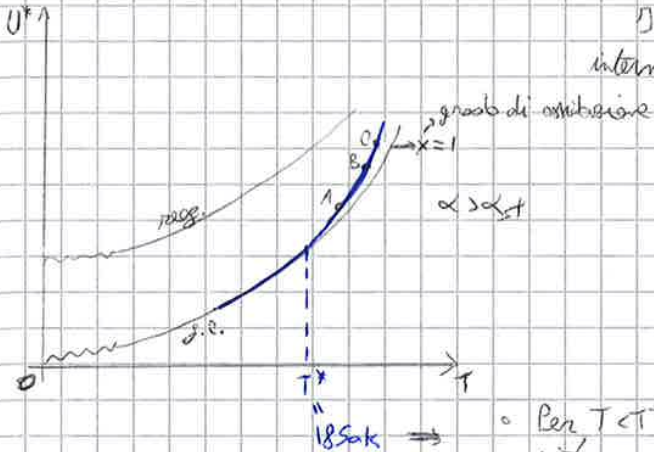
COMBUSTIONE NEL CASO REALE

6/30/14

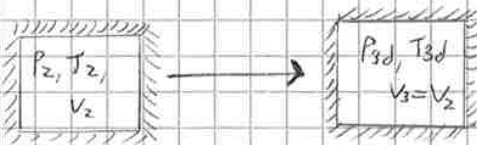
Introduciamo una alla volta le modifiche al caso ideale.

1) DISSOCIAZIONE

I punti A, B e C sono necessari a grado di ossidazione intermedio, con $x < 1$ e T^* .



- Per $T < T^*$ la dissociazione è talmente bassa numericamente, da trascurarsi.
 - Per $T > T^*$ il fluido non arriva al massimo grado di ossidazione. Ciò è impedito dagli equilibri chimici.
- La U_c tende ad aumentare.



Sistema 1 kg di miscela
Esclusione da 2 a 3.

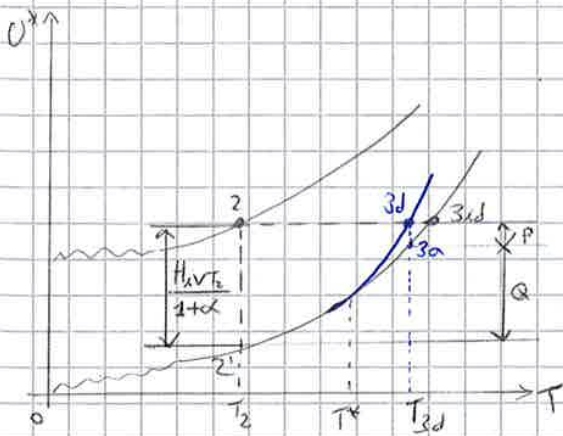
$$Q = \underbrace{\frac{1}{2} p_2}_{\text{no spostamenti}} + \Delta U^* + \Delta E_{c, u, gr} \Rightarrow \Delta U^* = 0 \Rightarrow U^* = \text{cost}$$

$\uparrow \Delta U_c + \Delta W_{ch} = 0$

"formalmente obbedisce alla stessa equazione del caso ideale"

Non tutta la U_{c2} va a 0. Se una % incrementa la temperatura, e ci rimane un residuo. Ciò si dovrebbe diminuire la T rispetto al caso ideale.

Il punto 3d rappresenta la soluzione:



Siccome con la T_2 e si sale al punto 2; a $U^* = \text{cost}$ si arriva a 3d.

3d: Punto di equilibrio chimico

Ricover quindi la T_3 . Posso usare le tabelle o ancora una volta il potere calorifico.

3_{ca} (ausiliario)

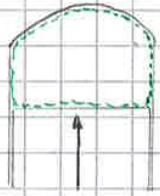
$$\begin{cases} P = k(T_3 - T^*)^n & \text{per } T > T^* \\ P = 0 & \text{per } T < T^* \end{cases}$$

espressione data dalla chimica

$$Q = U_{3a}^* - U_{2i}^* \rightarrow$$

3) COMBUSTIONE A $v = \text{cost}$ CON INCALIBUSTI

carburante che non brucia

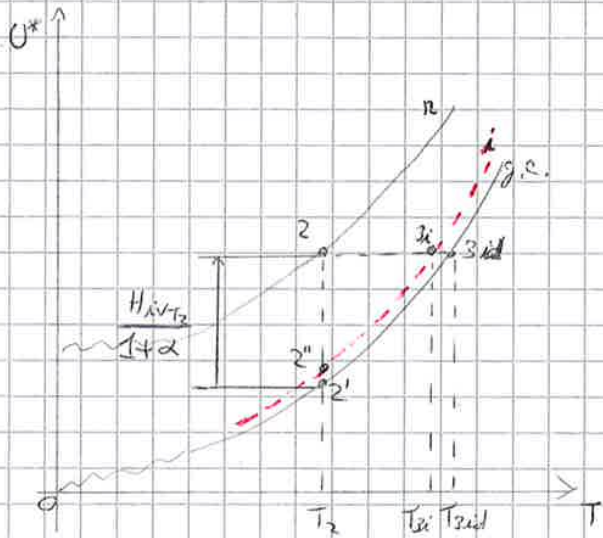


Esiste sempre uno strato ($\approx 1/30 \text{ mm}$) che non può bruciare, perché la fiamma incontra le pareti relativamente fredde e si spegne.



$$\alpha = \frac{h_{f,2} + \Delta U^* + \Delta E_{\text{perd}}}{h_{f,2} + \Delta U^*} \Rightarrow \Delta U^* = 0 \Rightarrow \Delta U_c + \Delta U_{ch} = 0$$

$T_{3i} < T_{3id}$



η_b è prossimo a 1

$$\eta_b \frac{H_{ivT_2}}{1+\alpha} = \text{segmento } 2-2'$$

$$\eta_b \frac{H_{ivT_2}}{1+\alpha} = (U_{3i}^* - U_{2'}^*) = c_{vm} (T_{3i} - T_{2'}) \approx c_{vm} (T_{3i} - T_2)$$

sulla linea a gradiente di combustione costante

se vicino ai gas combusti $\Rightarrow c_{vm} \approx c_{vm}$

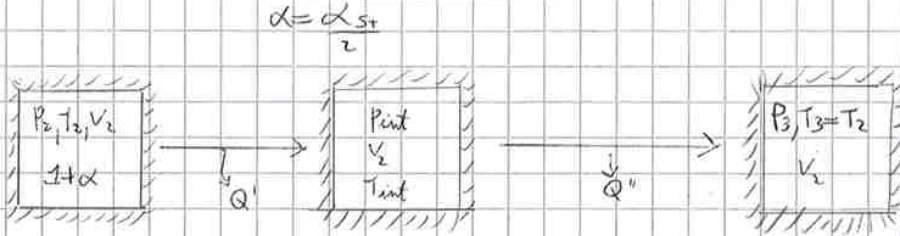
Perciò

$$\eta_b \frac{H_{ivT_2}}{1+\alpha} = c_{vm} (T_{3i} - T_2)$$

η_b include la differenza tra i c_{vm}

9/10/14

Se bruciasse:



Definiremmo:

$$H_{ivT_2} \Big|_{\alpha < \alpha_{st}} = |Q'| + |Q''|$$

Intuitivamente:

$$\alpha = 0,5 \alpha_{st}$$

Se $\alpha_{st} = 14,6 \Rightarrow \alpha = 7,3 \Leftrightarrow 1 \text{ kg di comburante (metà carburante brucia e metà NO)}$

Quindi:

$$H_{ivT_2} (\alpha < \alpha_{st}) = \frac{1}{2} H_{ivT_2 \alpha_{st}}$$

→ questo sarebbe vero se il metallo k_2 che non brucia non partecipasse per niente alla reazione.

Per equilibrio chimico: $CO + \frac{1}{2} O_2 \rightleftharpoons CO_2$

entra in gioco l'eccesso di comburante!

La reazione viene alterata, avviene una compensazione.

Per $\alpha_{st} \Rightarrow T_{int} \approx 2700 \text{ K}$ (aumenta con $\alpha \uparrow$ e $\alpha \downarrow$)

Il potere calorifico a miscela ricca è legato alla miscela povera come:

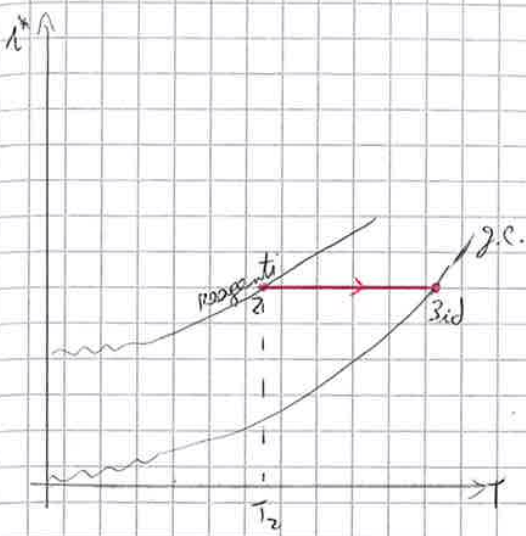
$$H_{ivT_2} (\alpha < \alpha_{st}) = \frac{\alpha}{\alpha_{st}} H_{ivT_2} (\alpha_{st})$$

↓

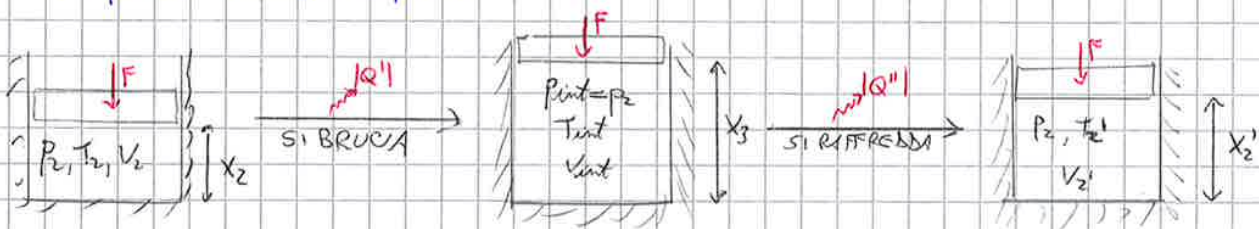
$$\eta_b \left(\frac{\alpha}{\alpha_{st}} \right) \frac{H_{ivT_2}}{(1+\alpha)} = -Q + L_{gs} + k(T_3 - T^*)^2 + Q_{lim} (T_3 - T_2)$$

EQUAZIONE
COMPLETA

concettualmente calcoliamo il potere calorifico.



Misura del potere calorifico a $p = \text{cost}$



$$H_{ip_{T_2}} = |Q''| + |Q'|$$

Nel primo tratto il lavoro scambiato è molto elevato, $T_{int}|_{p_{cost}} < T_{int}|_{V_{cost}}$

In base a x_2' , cambia il valore del lavoro restituito.

Se $x_2' > x_2 \Rightarrow U_{ch}$ liberata ed in parte in lavoro.

"Il calore sottratto non è lo stesso del caso a $v = \text{cost}$, perché vi è presenza di lavoro".

$U_{ch} \rightarrow t \text{ e } Q_s \Rightarrow Q \downarrow$ perché parte va in lavoro.

$$H_{ip_{T_2}} = H_{int_{T_2}} - (1 + \alpha)(p_2 V_2' - p_2 V_2)$$

$$pV = RT \quad \text{con} \quad R: \text{respingenti} \\ R': \text{gas combustibili}$$

$$H_{ip_{T_2}} = H_{int_{T_2}} - (1 + \alpha)(R' - R)T_2 \rightarrow T_2 = T_2'$$

Basta diminuire solo questa quantità

Confronto numerico:

$\alpha_v = \alpha_o$ (Diesel e Otto), stessa energia messa in gioco.

$$\begin{array}{l} 1 + \alpha_o = \text{cost} \quad p = \text{cost} \quad \Rightarrow \quad 1 + \alpha_p = \text{cost} \\ 1 + \alpha_o = \text{cost} \quad v = \text{cost} \quad \Rightarrow \quad 1 + \alpha_v = \text{cost} \end{array}$$

Intuitivamente, si potrebbe pensare che l' H_i sia rappresentativo dell'energia chimica. H_i
 Il potere calorifico varia con la T , e quindi non va correlato all'energia chimica.

$$\frac{H_{iv}}{1 + \alpha} = \Delta U_{cl} \Leftrightarrow T = 0K$$

E' correlato comunque in parte ad essa. Se $U_{cl} \uparrow \Rightarrow H_i \uparrow$, ma non sono uguali.

Per la maggioranza dei casi, $H_{ip} = H_{iv}$ (approssimazione ampiamente legittima in questo senso)

Essendo entrambi legati all'estesa energia \Rightarrow + o - la stessa energia, con pari $(1 + \alpha)$

$$\left. \begin{array}{l} \frac{H_{ivT_2}}{1 + \alpha} = c_{im} (T_{3v} - T_2) \\ \frac{H_{ipT_2}}{1 + \alpha} = c_{pm} (T_{3p} - T_2) \end{array} \right\} \text{combustioni ideali} \rightarrow \text{rapporto: } 1 \approx \frac{c_{im} (T_{3v} - T_2)}{c_{pm} (T_{3p} - T_2)} \Rightarrow \frac{c_{pm}}{c_{im}} \approx \frac{T_{3v} - T_2}{T_{3p} - T_2}$$

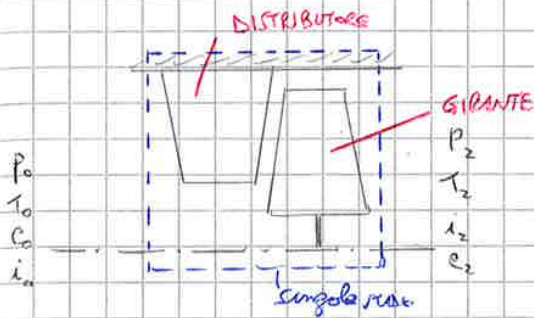
$$\frac{c_{pm}}{c_{im}} \approx 1,3 \rightarrow \frac{(T_{3v} - T_2)}{(T_{3p} - T_2)} \approx 1,3 \Rightarrow \frac{\Delta T_v}{\Delta T_p} \approx 1,3$$

ΔT_v maggiore del 30% rispetto a ΔT_p .

TURBOMACCHINE

TURBINE

Le turbine sono turbomacchine motrici, con flusso continuo, costituite da più stadi successivi.



Richiamo sulle palettature:



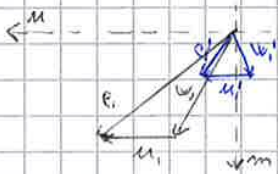
- Minimizzare le perdite in girante: far sì che il flusso esca ingirante con massima incidenza.



TRIANGOLO DELLE VELOCITA'

- Su un sistema di riferimento rotante osserviamo \vec{w} .
- La direzione delle palette impone la velocità w_2 in uscita girante.
- $U_1 = U_2$ nei primi stadi, se l'alternativa media delle palette è costante. Negli ultimi stadi, invece, possono avere un ΔU .

In condizioni di progetto le perdite sono minime. Se variaz c_1 , mi sposto dal punto di progetto e le perdite aumentano.



I PTS : $Q = L_i + \Delta i^* + \Delta E_c$ (per un espansione senza reazioni)

\downarrow \downarrow \downarrow
 $\Delta i^* + \Delta E_c$ $(x, y, z)_{inertiale}$

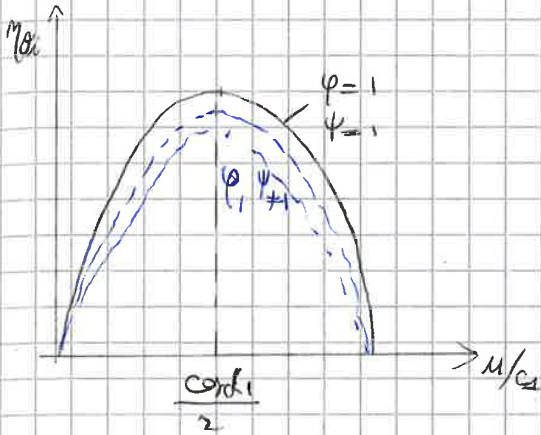
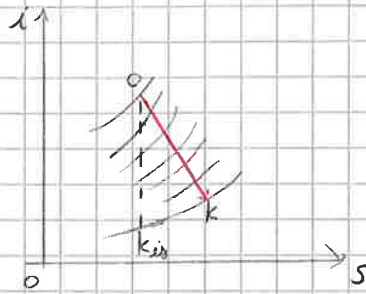
$$L_i = -\Delta i - \Delta E_c$$

entalpia totale : $i^0 = i + E_c = i + \frac{c^2}{2}$

$$L_i = -\Delta i^0 = -(i_2^0 - i_0^0) = i_0^0 - i_2^0$$

In più stadi l'energia cinetica di scarico è sfruttata dallo stadio successivo. L'insieme di stadi non recupera l'energia cinetica

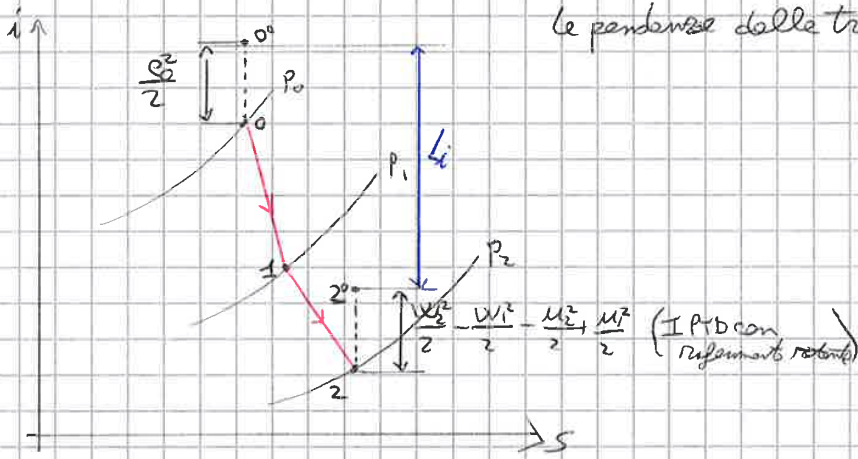
$$m''_{0i} = \frac{L_i \cdot \cos \alpha}{i_0 - i_{k_{st}}} \rightarrow k \text{esimo stadio}$$



oss.

Permane la perdita per l'energia cinetica di scarico

2) TURBINE A REAZIONE

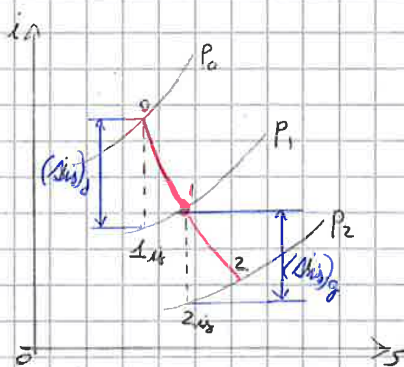


Le perdite dalle trasformazioni sono quasi sempre diverse (perdite superiori nella girante)



TRIANGOLI SIMMETRICI
 ↳ Simili nel modo di ripartire l'espansione $\Rightarrow X$

I PTD: $w_{2i3} \Rightarrow w_2 = \psi w_{2i3}$



$$\left. \begin{array}{l} 0 \rightarrow 1 : (\Delta h)_d \\ 1 \rightarrow 2 : (\Delta h)_g \end{array} \right\}$$

$$X = \frac{(\Delta h)_{girante}}{(\Delta h)_{distrib.} + (\Delta h)_{girante}}$$

GRADO DI REAZIONE

↳ considera i salti isentropici

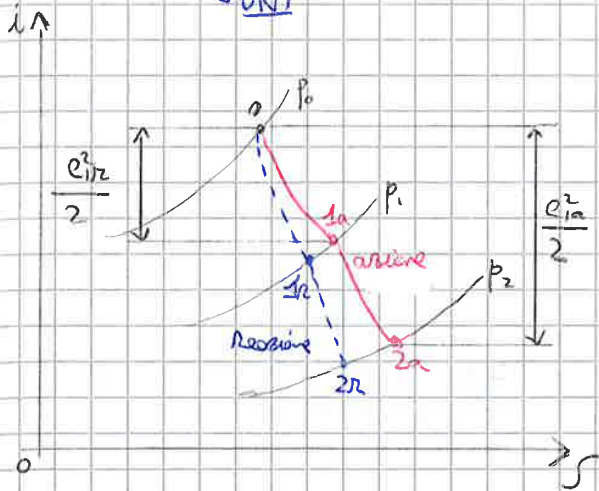
Se $X=0 \Rightarrow (\Delta h)_g = 0 \Rightarrow$ TURBINA AD AZIONE

$$R = \frac{(\Delta h)_g}{\Delta h_{rotazionale}} = \frac{(\Delta h)_g}{L_i} \left\{ \begin{array}{l} 0,5 \text{ REAZIONE} \\ 0 \text{ AZIONE} \end{array} \right.$$

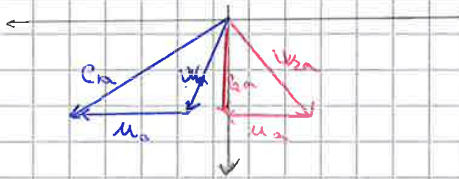
oss.

Si lavora solitamente con X al 50%. I triangoli simmetrici si fermano in questa condizione, che è quella di progetto.

► Con $\psi \neq 1$ e stadi intermedi : assumo $c_{0a} \approx 0$
 $X = 0,5$ (pari salto entalpico azione-reazione)

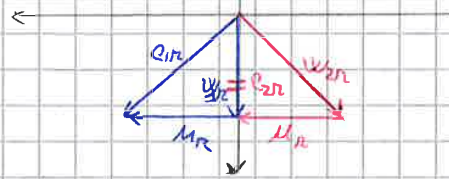


$$\frac{c_{1a}^2}{2} \approx \frac{2c_{2r}^2}{2} \Rightarrow c_{1r} \approx 0,7 c_{1a}$$



TURBINA A REAZIONE

c_{2a} è quasi assiale per avere minori urti nel distributore successivo



TURBINA A AZIONE

c_2 quasi assiale diminuisce le perdite d'urto

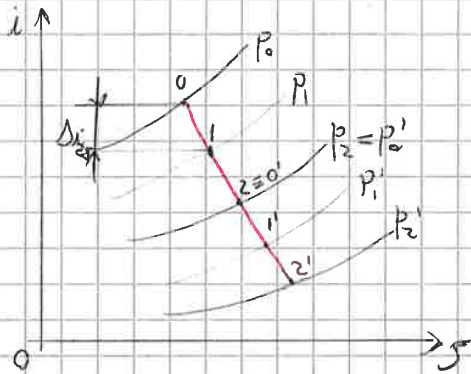
• $c_{1a} w_{1a} \approx 0,7 c_{2r} w_{2r}$

• $u_{2r} > u_{1a}$, in particolare $u_{2r} \approx 1,8 u_{1a}$

Perdite $\begin{cases} \text{distributore} \propto \frac{c_{0a}^2}{2} \approx \frac{c_1^2}{2} \\ \text{girante} \propto \frac{c_1^2}{2} \end{cases}$

Nella turbina a reazione c_1 e c_2 sono inferiori del 30% \Rightarrow sale il rendimento.

● 2 STADI



I PTD : $0 = \Delta i + \frac{\Delta c^2}{2}$

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

$\Delta i_{25} \approx \frac{1}{2} \Delta i_{15} \Rightarrow \frac{c_{25}^2}{2} \approx \frac{1}{2} \frac{c_{15}^2}{2}$; le perdite a doppio stadio sono circa la metà!

Le perdite distribuite sono circa uguali.

Velocità di scivolo inferiore nel secondo stadio.

PROBLEMI DI PORTATA

$\dot{m} = \underbrace{\int \rho \, dV}_{\text{area}} \underbrace{c_{a1}}_{\text{vel}} \rightarrow \text{agisce su } l$

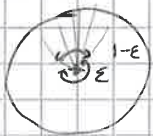
ξ : coefficiente di ingombro delle palette

Avendo vincoli sugli altri parametri aree palette troppo piccole.



"Troppo fluido passa nel gioco, non compiendo lavoro".
(1/3)

Per le turbine ad azione **parzializzate**:



$\dot{m} = \int \rho \, dV \, c_{a1} \, (1-E)$
parzializzato

Hp: $E = 0,9 \Rightarrow 1-E = 0,1$ lavorano solo 36°

$\rho_1 c_{a1} = \text{cost}$

$M_a \approx 0,5 M_n$

\downarrow
 $d_a = \frac{1}{2} d_n$

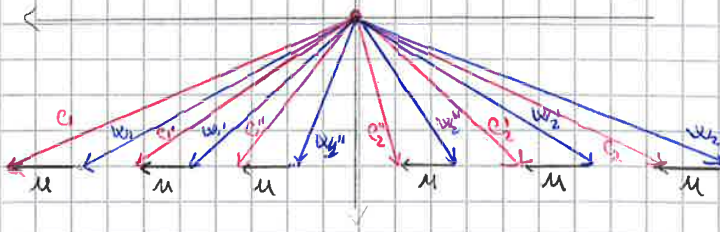
Se ciò non dovesse bastare si usano i volti di rebita, ma ciò abbatte il rendimento.

Fine macchina: aumentare le superfici richieste.

$\dot{m} = \int \rho \, dV \, c_{a1}$ (senza parzializzazione)

\hookrightarrow in coda ξ molto bassa, come far volare d, l, c_{a1} non consente che aumenti troppo per le perdite

Essenza $M = \dot{m} d$ \dot{m} e $\uparrow d \rightarrow$ il contributo preponderante è l .

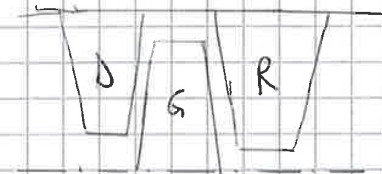


3 stadi: il caso ideale vorrebbe la $c_2^{(3)}$ puramente assiale.

In questi casi sono in perdita, la c_2 è molto alta \rightarrow introduce un **RADDOPPIATORE**

Calcolo il lavoro con la formula di Euler:

$$\left. \begin{aligned} 1^a \text{ girante: } L_{12} &= u(c_{u1} - c_{u2}) \\ 2^a \text{ girante: } L_{23} &= u(c_{u2} - c_{u3}) \end{aligned} \right\} L_i (\text{salto})$$



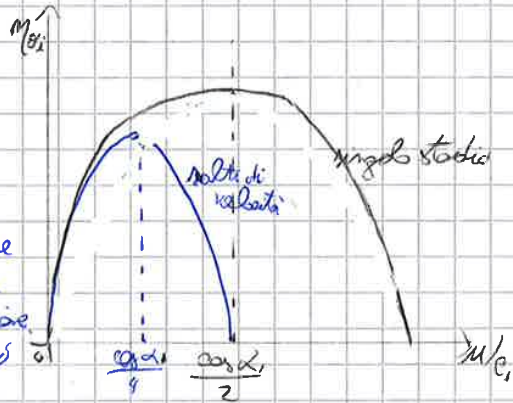
Il raddoppiatore ribalta c_2 in c_1 .

La u è dimezzata rispetto al singolo stadio, questo deriva da $\psi = \psi = 1$.

Il rendimento della turbina a salti è basso per le perdite degli urti ingoeranti e raddoppiatori inelastici.

$$\left(\frac{u}{c_1}\right)_{\text{it}} = \frac{1}{2} \cos \alpha_1$$

\downarrow salti di velocità

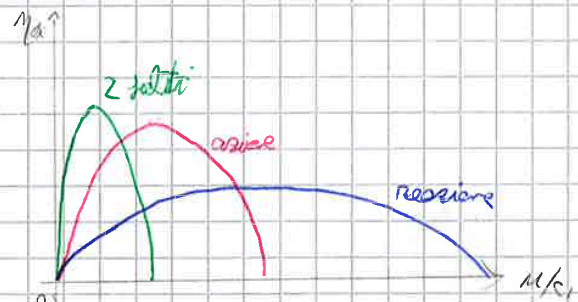


Problemi inerenti alle portate a inizio e fine espansione. In testa si mette uno stadio ad azione a salti di velocità. Poi si mettono stadi a reazione verso il fondo, con diametri grandi, il flusso si divide in + parti.

Rendimento su bi-stadio:

$$\begin{aligned} L_i &= u [(c_{u1} - c_{u2}) + (c_{u2} - c_{u3})] = \\ &= u [(2c_{u1} - 2u) + (c_{u1} - c_{u2})] = \\ &= u [2(c_{u1} - u) + c_{u1} - 3u] = 4u (c_{u1} - 2u) \end{aligned}$$

$$\eta_{bi} = \frac{L_i}{\dot{m} c_1^2} = \frac{2L_i}{\dot{m} c_1^2} = 8u \cos^2 \alpha_1 \frac{u}{c_1} \left(1 - \frac{2u}{c_{u1}}\right)$$



$$\frac{8u (c_{u1} - 2u)}{c_1^2} = \frac{8u (c_1 \cos \alpha_1 - 2u)}{c_1^2} = \frac{8u \cos \alpha_1}{c_1} - \frac{16u^2}{c_1^2} =$$

$$= 8 \left(\frac{u}{c_1}\right) \cos \alpha_1 - 16 \left(\frac{u}{c_1}\right)^2$$

$$\eta'_{bi} = 0 \Rightarrow 8 \cos \alpha_1 - 32 \frac{u}{c_1} = 0 \Rightarrow \frac{u}{c_1} = \frac{8}{32} \cos \alpha_1 \Rightarrow \frac{u}{c_1} = \frac{\cos \alpha_1}{4}$$

Proietta le 4 forze lungo l'asse dell'elemento:

$$(p+dp)(r+dr) d\theta \cdot 1 - pr d\theta \cdot 1 - 2 \left(p + \frac{dp}{2} \right) dr \pm \frac{dV}{2} = dp r d\theta \cdot 1 \quad (1)$$

gli altri termini risultanti sono infinitesimi di ordine superiore

Consideriamo ora la forza dovuta all'accelerazione a_c :

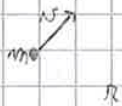
FORZA CENTRIFUGA = $m \cdot a_c =$

$$= \rho dV \cdot \frac{v^2}{r} = \rho r d\theta dr \pm \frac{v^2}{r} \quad (2)$$



Equilibrio: (1-2)

$$dp r d\theta \cdot 1 = \rho r d\theta dr \pm \frac{v^2}{r} \Rightarrow \frac{1}{r} \cdot \frac{dp}{dr} = \frac{v^2}{r} \quad (1)$$



l'accel. $a_c = \frac{v^2}{r}$

Scompongo la velocità:

$$\vec{v} = \vec{v}_a + \vec{v}_t + \vec{v}_r$$

\downarrow ASSIEME \downarrow TRASVERSALI \rightarrow RADIALI

Devo i° rispetto ad r :

$$v^2 = v + \frac{v^2}{2} = v + \frac{v^2}{2} + \frac{v^2}{2} + \frac{v^2}{2} \quad (Hp 3)$$

\downarrow dv^2/dr

$$\frac{dv^2}{dr} = \frac{dv^2}{dr} + \frac{2v}{2} \frac{dv}{dr} + \frac{2v}{2} \frac{dv}{dr} = 0 \Rightarrow \frac{dv^2}{dr} + v \frac{dv}{dr} + v \frac{dv}{dr} = 0 \quad (2)$$

$$TdS = dQ + dK_{trans} + dK_{rot} = dU^* + p dV = dU_t + p dV = di - v dp$$

" (non ci sono reazioni chimiche)

$$TdS = di - v dp$$

\downarrow Divido per di entrambi i membri

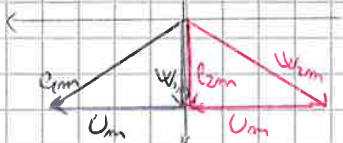
$$\frac{TdS}{di} = \frac{di}{di} - \frac{1}{v} \cdot \frac{dp}{dr} = 0 \quad \rightarrow \text{Se cost. con il raggio}$$

$$\frac{di}{dr} - \frac{1}{v} \frac{dp}{dr} = 0 \quad (3)$$

TRIANGOLI DI VELOCITÀ

(ROGGIO MEDIO)

- Hp: - velocità di rasoio assiale
- triangoli al roggio medio
- componenti assiale di c_1, c_2 circa uguali



$$W_{2m} = c_{1m}$$

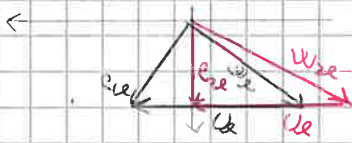
$$W_{1m} = c_{2m}$$

$$R = \frac{\Delta i_g}{k_i} = \frac{\frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2}}{(c_{1i} - c_{2i}) + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2}}$$

grado di reazione

$$R = \frac{\frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2}}{\frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2}} = 0,5 \Rightarrow \text{Metà dell'espansione avviene nel distributore e metà nella girante!}$$

(PUNTA)

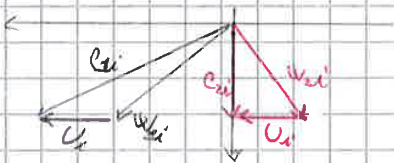


$$c_{1m} = c_{2m} = c_{1e} = c_{2e}$$

Perché r_1 cresce, c_{1e} diminuisce

$$\left(\frac{c_{1e}^2}{2} - \frac{c_{2e}^2}{2} \right) \rightarrow 0 \Rightarrow R \rightarrow 1$$

(RADIE)



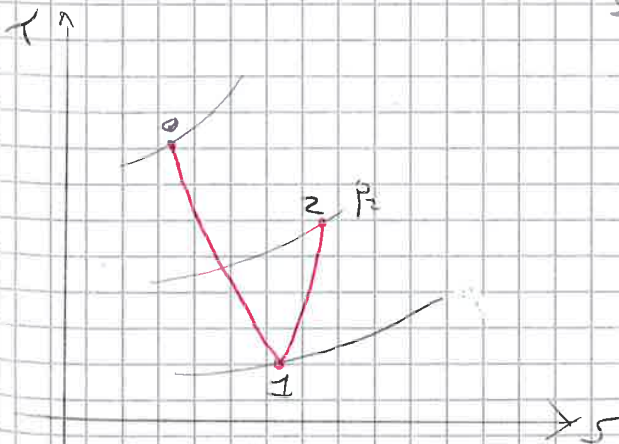
$$c_{1m} = c_{2m} = c_{1i} = c_{2i}$$

Perché r_1 diminuisce, c_{1i} aumenta

$W_{1i} > W_{2i}$? Basta abbassare il raggio a sufficienza

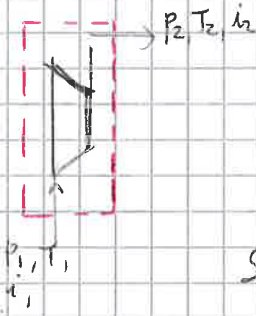
$$\text{Se } R < 0 \Rightarrow \Delta i = \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} < 0$$

Devi espandere nel distributore al di sotto del punto di fine espansione, per poi ricompattare nella girante.



TURBOCOMPRESSORI

↳ vogliamo comprimere un fluido, fornendo lavoro al compressore.



$$Q = \dot{L}_i + \dot{L}_e + \Delta E_{c,w,gr}$$

I PD per flussi permanenti

Con questa espressione il lavoro L_i verrà negativo, perché $L_i > 0$ se il fluido lo fa all'esterno.

Si introduce $L_e = -L_i$



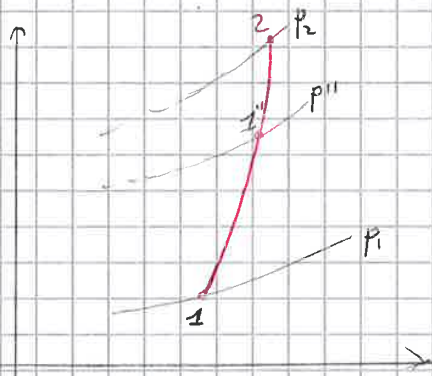
$$Q + L_e = \dot{L}_i + \Delta E_{c,w,gr} \text{ con } L_e > 0 \text{ se fornito al fluido}$$

- $Q \approx 0 \rightarrow$ le dimensioni della macchina e il flusso sono tali che $Q = \frac{\dot{Q}}{m} \approx 0$
- $\Delta E_{gr} \approx 0$ le dimensioni sono troppo ridotte

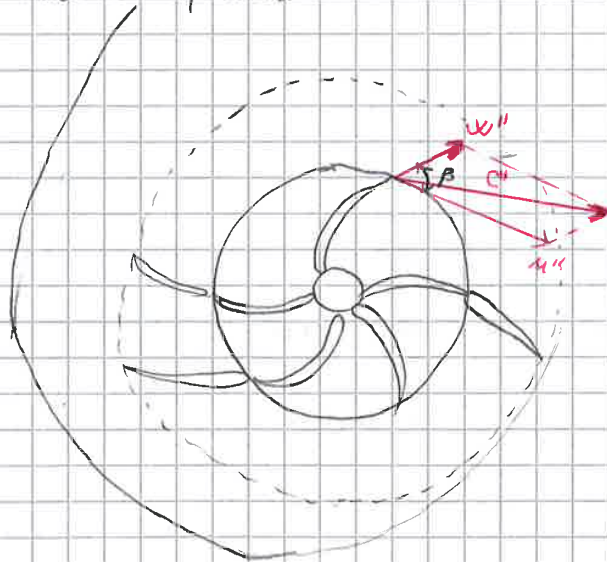
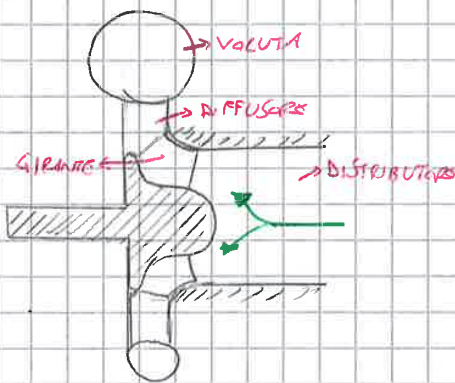


$$L_e = \dot{L}_i + \Delta E_c + \Delta E_w$$

Si consideri la trasformazione tra p_1 e p_2 :



In un turbocompressore si trasporta l'energia cinetica tra 1 e 1'' e tra 2 e 2'' nel compressore è trascurabile, perché piccola, ma poi viene recuperata.



In un compressore, il flusso tende a non assumere la direzione imposta dalla palette
↓
 w'' è molto alta!

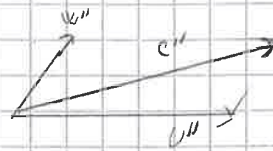
PARAMETRI DI FUNZIONAMENTO

$$\Psi = \frac{L_e}{U''^2} \cdot \frac{1}{2}$$

coefficiente di pressione

$$\varphi = \frac{w_2''}{U''}$$

coefficiente di portata



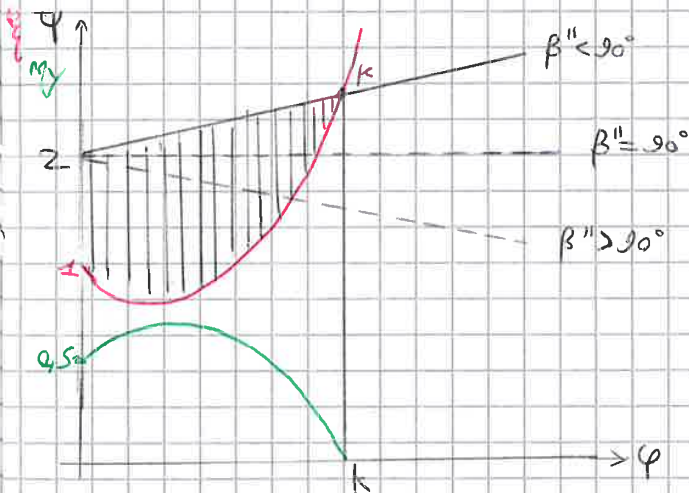
$$\xi = \frac{L_{um}}{U''^2} \cdot \frac{1}{2}$$

$$\chi = \frac{\Delta u_{in}}{\Delta u_{in} + \Delta u_{rod}}$$

$$\tau = \frac{c_p T_1}{U''^2}$$

coefficiente termometrico

$$\eta_{ye} = \frac{L_e - L_{um}}{L_e} = \frac{\Psi - \xi}{\Psi}$$



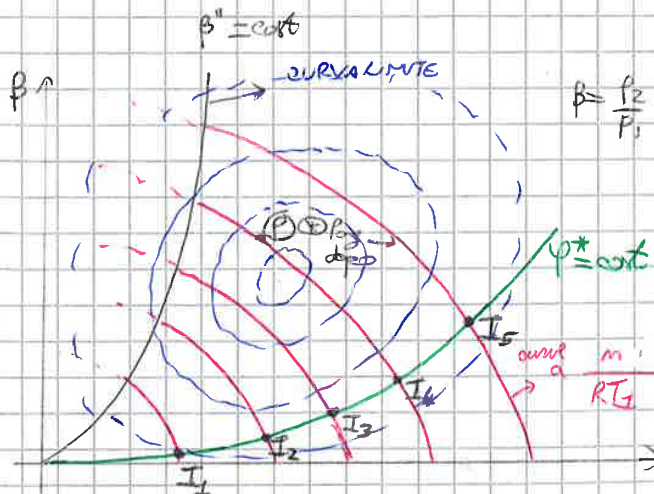
OSS.

Essendo β'' le curve sono univocamente determinate.

Prendiamo un Ψ^* generico; un compressore con un certo β''^* e Ψ^* ha:

$$\begin{matrix} \Psi^* \\ \beta''^* = \text{cost} \end{matrix} \Rightarrow \begin{cases} \Psi = \text{cost} \\ \beta'' = \text{cost} \\ \eta_{ye} = \text{cost} \end{cases}$$

Valori per compressori *geometricamente simili* di diverse dimensioni $d = \text{cost}$



Tali diagrammi descrivono il funzionamento di un'intera famiglia di compressori geometricamente simili

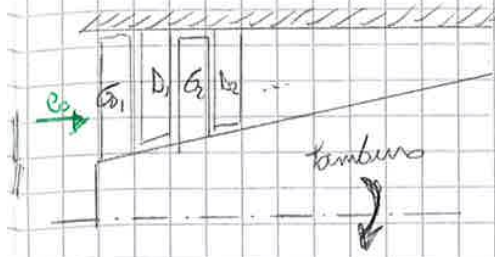
I_1, I_2, I_3, \dots base in SIMILITUDINE GEOMETRICA

La CURVA LIMITE separa la zona a dx in cui si può lavorare, dalla zona a sx, in cui non si lavora a causa di instabilità

Sulla curva verde ($\Psi^* = \text{cost}$) ci sono le stesse proprietà descritte nel diagramma precedente.

23/10/14

COMPRESSORI ASSIALI



Il fluido entra nella palettatura con velocità c_0 . Per superare all'aumento di pressione, l'area di passaggio si riduce.

$$p v^m = \text{cost} \quad \text{se } p \uparrow, v \downarrow \Rightarrow p \uparrow$$

Le palette sono molto lunghe \Rightarrow portata elevata

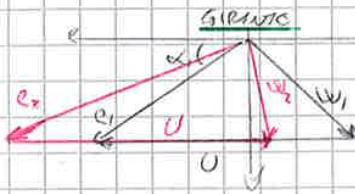
β piccoli \Rightarrow 1 a stadio, in un turbocompressore più ampiezze α .

Le palette sono sempre svergolate per il rendimento e perché la U varia troppo lungo il raggio; anche quando le palette sono piccole si svergolano, per evitare il distacco della vena fluida.

$$R = \frac{\Delta i_{gr}}{L_c} = \frac{\frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2}}{\frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}}$$

grado di reazione

I triangoli di velocità sono differenti da altre macchine. Considero uno stadio inverso:



In queste macchine la U rispetto alla c_1 è molto grande. (rispetto alle turbine)

Hip: U costante incircumstanziale

$$L_c = (c_{m2} - c_{m1}) U$$

c_1 è data dal sezione del diffusore precedente

Si entra ingirante facendo lavoro e si cerca di comprimere $\rightarrow w_2 < w_1$

$$c_2 > c_1$$



IPTD rif. fissi:

$$\phi + L_c = \Delta i_{gr} + K c_1 \phi_{gr}$$

$$L_c = \Delta i_{gr} + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \quad \text{velocità assoluta}$$

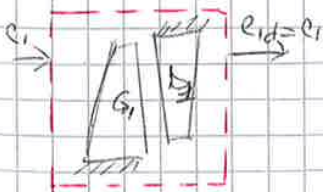
$$= \phi (T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$$



È fondamentale che nell'ultimo stadio si recuperi tutta l'energia possibile \rightarrow

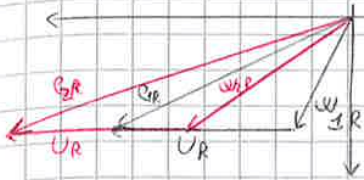
è ragionevole uscire con una velocità c_2 del diffusore.

$$\text{Hip } c_{m1} = c_1$$



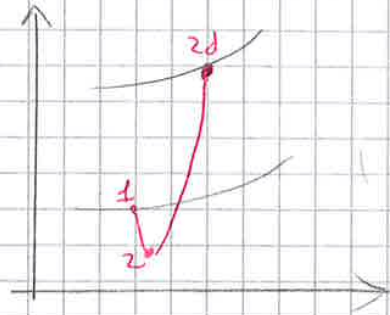
$$Q + L_c = \Delta i_{gr} + K c_1 \phi_{gr} \quad \text{non è misurabile}$$

Per ottenere $w_2 > w_1$:



$\rightarrow R < 0 \Rightarrow$ il flusso si espande in girante

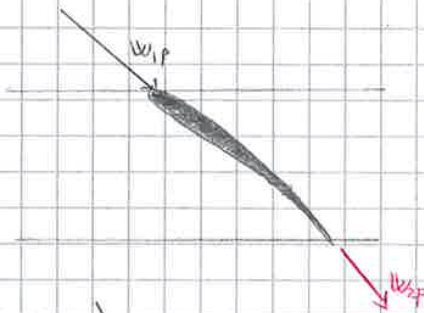
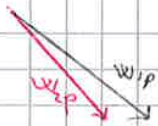
NON HA SENSO!!



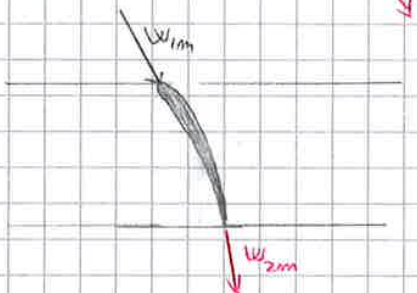
Si dovrebbe compensare tutto nel diffusore
 Al limite si tollera $R=0$

Forma delle palette

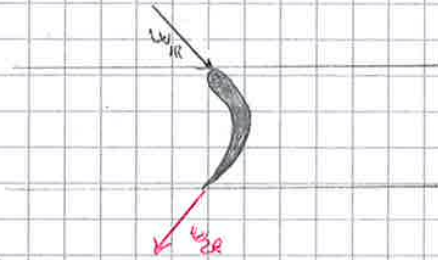
• PUNTA



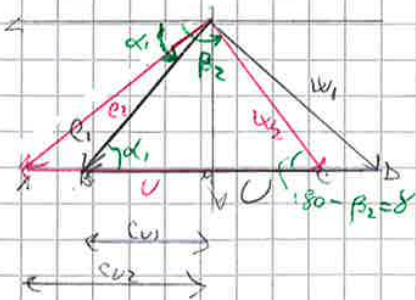
• MEZZERA



• RADICE



Analizziamo come varia Ψ :
 triangolo nella sezione media, simmetrico:



α_1 : imposto dal diffusore precedente
 β_2 : e' definito dal profilo della palette

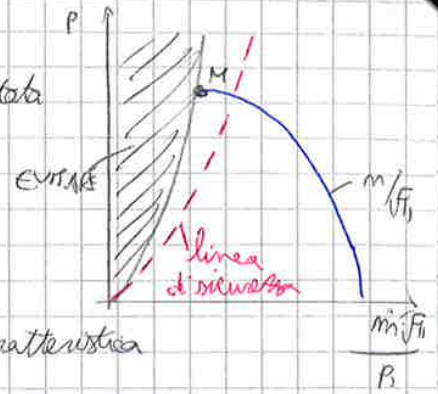
Vogliamo evidenziare la dipendenza di Ψ da α e dalle direzioni imposte dalle palette.

$$c_{u1} = c_a \cotg \alpha_1$$

$$c_{u2} = u_R \cotg (180 - \beta_2) = u + c_a \cotg \beta_2 = u + c_a \cotg \beta_2$$

FENOMENI DI INSTABILITÀ NEI COMPRESSORI

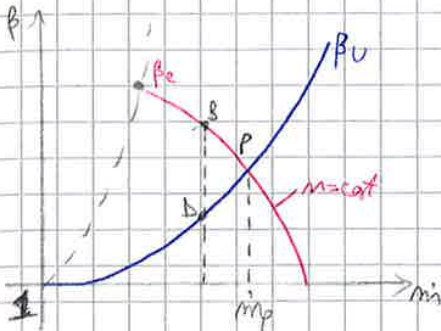
↓ impediremo di lavorare sotto certi valori di portata



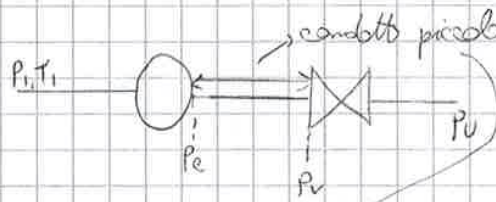
1) POMPAGGIO

È un problema di instabilità causato dall'incrocio fra la caratteristica manometrica del compressore e la caratteristica dell'utente.

funzionamento stabile:



P: punto di funzionamento in equilibrio



tutto il fluido si muove alla stessa velocità

Hip:

- cadute di pressione trascurabili
- inerzia del compressore trascurabile (= costante nel condotto)

— : caratteristica manometrica del compressore

— : caratteristica manometrica dell'utente

$$\beta_u = \frac{P_u \text{ ingresso}}{P_u \text{ uscita}}$$

USCITA = VALVOLA

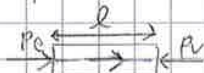
$$\beta_c = f(m)$$

$$m \uparrow \Rightarrow \beta_c \uparrow$$

Durante il funzionamento, a causa di fluttuazioni di qualunque natura, ci si può spostare occasionalmente da P. Supponiamo di spostarci in B: poiché la portata è la stessa, anche la velocità viene attraversata da questa portata ridotta.

Per far passare questa portata è sufficiente un β inferiore, β_B .

risulta che $P_c > P_t$



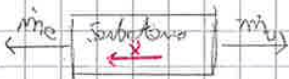
Il condotto accelera. Il compressore accelera e si avvicina a P, e la stessa cosa fa la valvola.

Raggiunto P cessa l'accelerazione e si torna all'equilibrio.

P: punto di equilibrio stabile

Questo utente non dà problemi di stabilità

In C_3 la portata diventa **NEGATIVA** (il serbatoio si svuota anche per questo).



Il compressore continua a ridurre la portata fino a C_4 , punto di minima pressione.

in C_4 sta risalendo di pressione, la portata tende.

In C_5 , la pressione di serbatoio e compressore coincidono. $P_{C_5} = P_{C_4}$



$$\dot{x} = 0$$

In questo punto, invece la fase in cui P_C e P_S sono **ASINCRONE**.

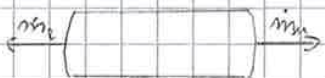
Subito dopo il punto C_5 ($P_{C_5} - dp$):



$P_{C_4} > P_{C_5} - dp \rightarrow$ il condotto accelera verso DX

Si torna verso C_5 , C_6 : in C_6 , il serbatoio continua a scendere, mentre il compressore non può più seguirlo e riduce la portata negativa. \rightarrow In C_7 inizia la fase **ASINCRONA**.

oltre C_7 $m_C \uparrow$ (ma è ancora < 0)

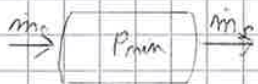


$$P_C < P_S$$



$$P_C > P_S$$

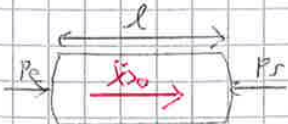
Ad un certo punto, il serbatoio raggiunge il livello minimo, quando $m_{in} = m_{out}$



$$m_{in} = m_{out}$$

Il compressore aumenta la portata, l'utente annullerà la portata e ci sarà un punto C_9 in cui le portate sono uguali: il serbatoio allora smette di svuotarsi.

Punto C_9 e successivi

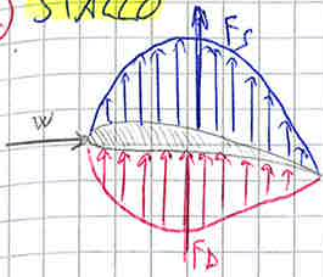


$$P_C > P_S$$

$\dot{x} > 0$, $m_C \uparrow$ $P_S \uparrow$ perché $m_{in} > m_{out}$

Arrivato fino a C_9 , il compressore procede, aumentando la portata; C_{10} , C_{11} . Il serbatoio sta risalendo e in C_{11} si incontrano $P_C = P_S$. È finita l'asincronia; inizia la fase sincrona, il compressore si adatta al serbatoio, che si sta caricando.

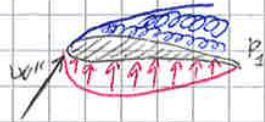
2) STALLO



La w può cambiare direzione rispetto alle condizioni di progetto. Fino ad un certo punto l'incidenza porta ad un miglioramento della forza.



Ad un certo punto per eccesso di incidenza (w'), sull'estradosso il flusso si stacca e si creano dei vortici: l'aereo va in STALLO, e precipita.



Questo può accadere anche nel diffusore anellagirante.



Se diminuisce la portata (w'') la c'' si inclina troppo e qualche palette va in stallo → nell'intradosso c'è il distacco della massa fluida.

Es. Il canale D_1 va in stallo, e la resistenza al moto aumenta a causa dei vortici.

Cio' che non passa in D_2 si divide fra D_0 e D_2 .

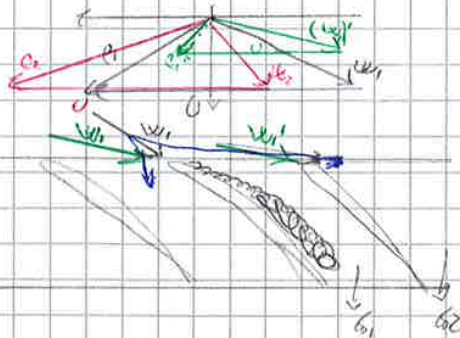
In D_2 va in stallo, mentre in D_0 no, e la situazione migliora.

Grasie alla diminuzione di portata, D_2 esce dallo stallo → lo stallo ~~scatta~~ con w

il diffusore mette di fuorioro = un pericoloso vibrare delle palette, che possono rompersi per fatica.

Nei compressori centrifughi si va in stallo solo nel diffusore, mentre nei compressori assiali possono andare in stallo sia girato che diffuso.

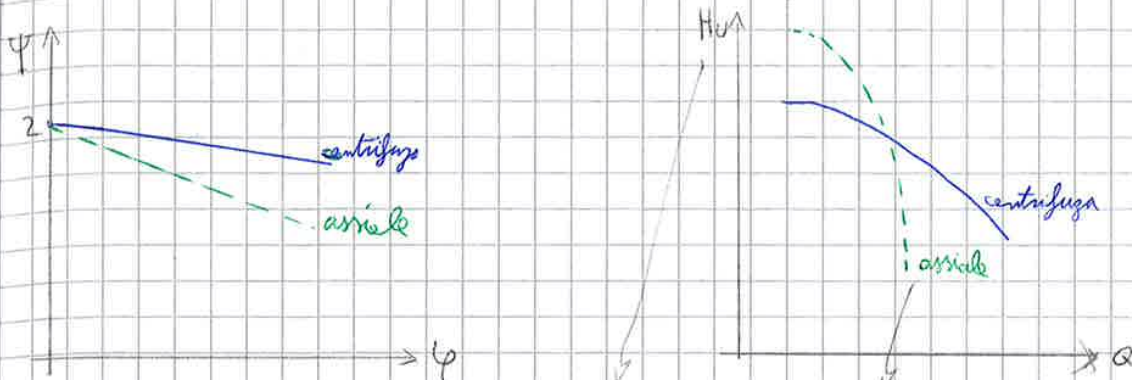
Stallo ingirante:



Stallo contemporaneo ingirante

$$\Psi = \frac{4p}{U^2} = 2 \left[1 + \varphi (\cot \beta_2 - \cot \beta_1) \right] \Rightarrow \Psi = 2 \left[1 + \varphi \cot \beta_2 \right]$$

$= 0 (\alpha_1 = 90^\circ)$



di solito per le turbopompe in cassetta simmetrica H_0 .

Le variazioni di Ψ sono notevoli, mentre nelle centrifughe sono minime.

PARAMETRI PER LA SCELTA DELLE TURBO-POMPE

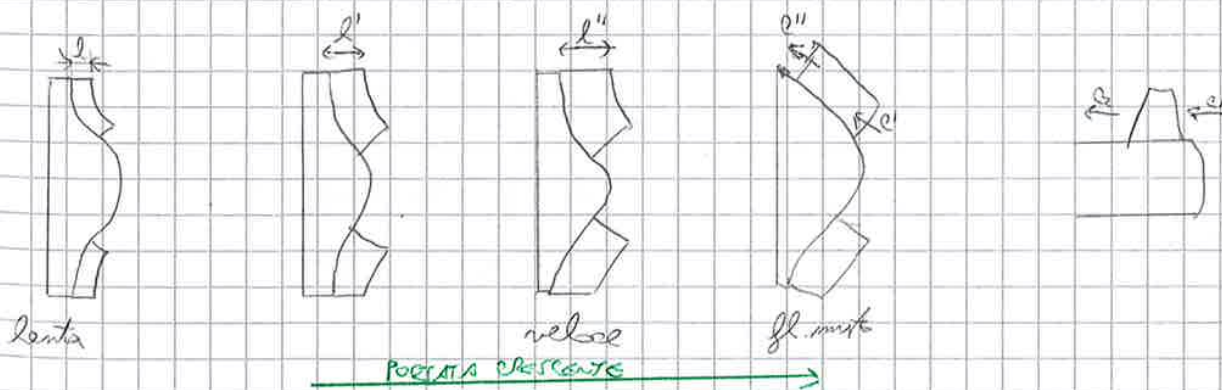
$$m_c = 3,65 \frac{\sqrt{Q}}{H_0^{3/4}} \cdot m$$

giri/min

NUMERO DI GIRI CARATTERISTICO

TIPO DI POMPA	m_c
radiale lenta	60-100
radiale normale	100-200
radiale veloce	200-350
fl. miste	350-500
Assiali	500-1300

lenta, normale e veloce si riferisce a m_c , non a ω .



Le pale aumentano troppo la dimensione, e quindi si passa a quelle a fl. miste.

28/10/14

$$C_{x1} = \varphi_1 \sin \alpha$$

$$W_{z2} = \varphi_2 \cos \alpha$$

Encondale condizioni di progetto, φ e Ψ si riducono drasticamente.

$$\varphi = \varphi_1 \left(\alpha_1, \frac{P_0}{P_1}, Re, z \right)$$

parametro di prestazioni

↓
è collegato agli scarti, rispetto al valore medio, della velocità.

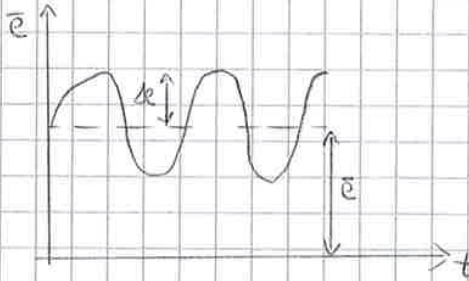
Debito l'influenza di Re e z è piccola:

$$\varphi = \varphi_2 \left(\alpha_1, \frac{P_0}{P_1} \right)$$

↓ quando l'influenza di $\frac{P_0}{P_1}$ diventa trascurabile

$$\varphi = \varphi_3(\alpha_1)$$

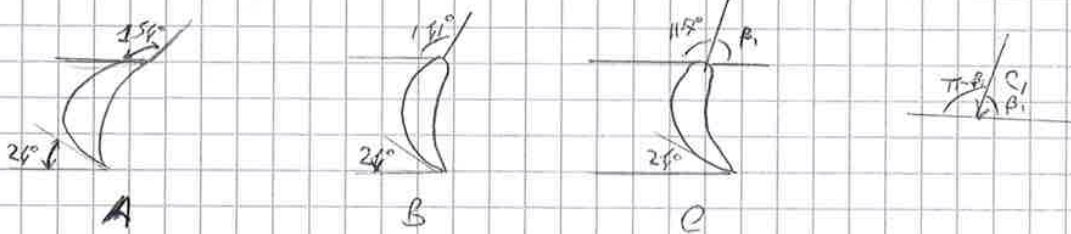
↓ è collegata al massimo e fatta la paletteatura.



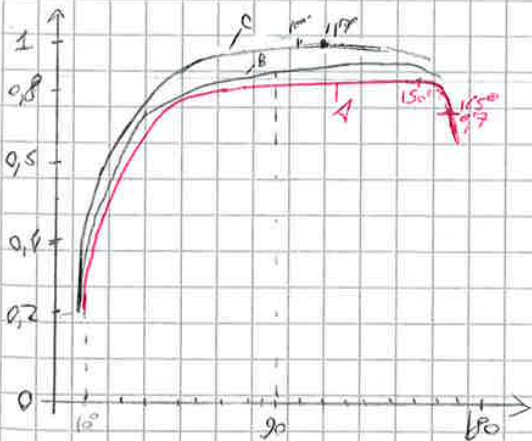
$$\tau = \frac{\Delta c}{\bar{c}} \rightarrow \text{generalmente } \ll 1 \text{ + comparsa}$$

lin' le fluttuazioni sono alte + cresce

All'aumentare di β_1 , varia il comportamento dei profili polari:



Rappresenta l'andamento di φ in funzione di $\pi - \beta_1$:



$\pi - \beta_1$ si misura a costante indottrinata



Nell'intervallo di 117° la pala mantiene buone prestazioni

L'ottimo è ad un valore minore di 117° (100°).

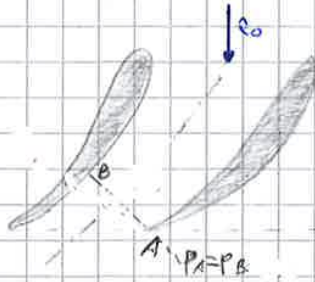
Quando il flusso arriva sulla palette, deve lambirla e quindi si sposta di direzione.

Le altre palette hanno andamenti simili, ma non numerizzate.

Nella palette A, poiché lo spago è importante, la corrente fluida non riesce ad adattarsi, infatti, scostandosi di circa 15° , parallelamente.

Nella palette C, invece, essendo molto arrotondata la corrente si adatta bene.

2) POSTESPANSIONE



Si parla di **POSTESPANSIONE** se la pressione di uscita viene abbassata al di sotto di quella di progetto, cercando di far crescere la velocità.

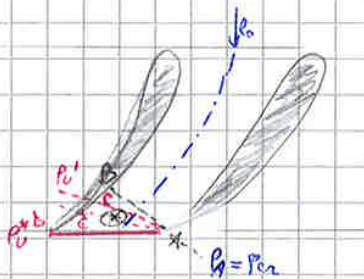
Supponiamo che il condotto fra le 2 palette sia un ugello convergente.

Dopo AB, la pressione resta costante, anche nel caso in cui il condotto renda il flusso supersonico, o subsonico, ecc..

Supponiamo che in AB si raggiunga la velocità del suono c_s , e corrispondentemente la pressione critica dell'ugello p_{cr} . In condizioni di progetto la situazione resta questa.

Tentiamo di abbassare la pressione di valle al di sotto di quella critica: fino ad AB non cambia nulla.

ESPANSIONE DI PRANDTL - MEYER



Ci sia una corrente fluida che lambisce un cuneo di dimensioni infinite, con velocità sonora c_s in corrispondenza di AB, con pressione p_{cr} . Abbassando la pressione di una certa quantità, il flusso si espande e diventa supersonico.

Si crea una linea di Mach AC, inclinata rispetto ad AB, in cui si stabilisce la p'_1 ; il flusso cambia direzione e diventa supersonico.

c'_1 : il supersonico

c_{m1} : la nuova velocità del suono

Via via che abbassiamo la pressione, il fenomeno procede isentropicamente.

$$p'_1 < p_{cr}$$

$$p''_1 < p'_1$$

Cerchiamo di trasferire questi concetti nel nostro caso:

Abbassando la pressione il flusso diventa supersonico, ma non isentropicamente! La presenza dell'altra palette genera delle onde d'urto che corrispondono a delle perdite.

⊛ Sulla sezione AB il flusso diventa supersonico. Dopo la sezione AC, continua supersonico.
 " " AE, la pressione si riduce e la velocità aumenta.

Ad un certo punto si raggiunge p^* , che è la pressione di uscita corrispondente alla linea di Mach su AB.

Raggiunti AB, si può abbassare ancora la pressione, ma nel condotto fra le palette **non cambierà + NULLA!**

3) SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA

Se 2 macchine hanno triangoli con la stessa forma, con scala diversa, sono in similitudine fluidodinamica



Nella realtà, se si tiene conto di tutti i parametri che entrano in gioco, la similitudine fluidodinamica perfetta non esiste.

Nelle turbomacchine, i parametri sufficienti per descrivere le caratteristiche di una turbina sono:

$$\Psi = \frac{G_i}{\frac{\rho U^3}{2}}$$

$\Psi = \frac{c_a}{U}$ → è la componente di velocità utile all'innalzamento della portata
coeff. di portata

$$C_{ru} = \frac{U}{\sqrt{2i^0}}$$

no di Crocco

(i⁰ è l'entalpia totale di un punto caratteristico della macchina, in genere d'ingresso)

Si considera un gas IDEALE (pura astrazione), che si comporta gas fino allo 0 assoluto:

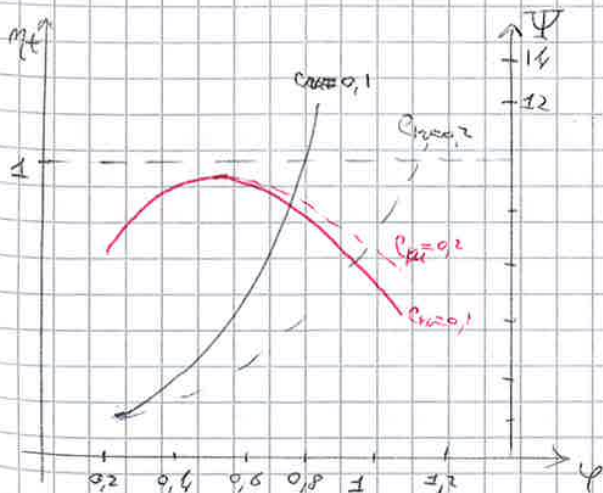
$$i^0 = c_p T^0 = \frac{k}{k-1} R T^0 = \frac{k}{k-1} p_0^0 v_0^0$$

$$C_{ru} = \frac{U}{\sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0^0 v_0^0}}$$

assomiglia ad un parametro usato nei compressori
 $\frac{m \dot{V}}{\sqrt{RT_1}}$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi = \Psi(\varphi, C_{ru}) \\ \eta_t = \eta_t(\varphi, C_{ru}) \end{array} \right.$$

Si possono descrivere con dei parametri (φ, C_{ru}) le prestazioni di una turbina.



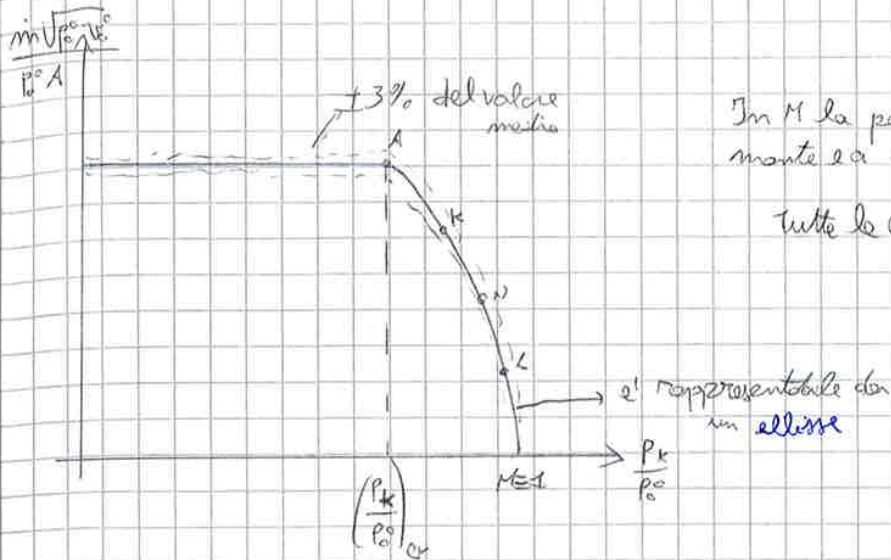
$$\left. \begin{array}{l} \Psi = \Psi(\varphi, C_{ru}) \\ \eta_t = \eta_t(\varphi, C_{ru}) \end{array} \right\} \varphi > 0,55$$

$$\left. \begin{array}{l} \Psi = \Psi(\varphi) \\ \eta_t = \eta_t(\varphi) \end{array} \right\} \varphi \leq 0,55$$

Nella prima parte del diagramma è sufficiente un solo parametro per descrivere Ψ ed η_t .

E' conveniente rappresentare il diagramma in questo modo:

31/10/14



In M la portata è quella, perché la pressione a monte e a valle coincidono.

tutte le curve finiscono in 1

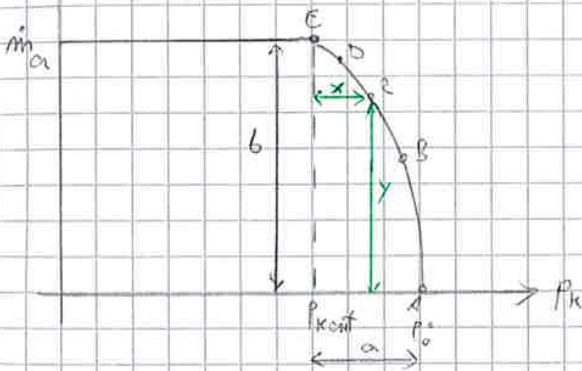
oss

È una curva simile agli ugelli convergenti, ma tra negli ugelli divergenti il punto è il spigolo.

Ogni elemento della turbina è assimilabile ad un ugello.

La curva media rappresenta, a meno del 3%, le prestazioni della turbina.

→ Fissiamo l'area $A \Rightarrow$ è valida per una portata massima



$$P_0^* = \text{cost}$$

$$v_0^* = \text{cost}$$

E: P_k è costante, e la portata si mantiene costante

$$a = P_0^* - P_{k \text{ crit}}$$

$$b = m_{\text{crit}}$$

} semiassi dell'ellisse

$$x = \text{pressione a valle} = P_k - P_{k \text{ crit}}$$

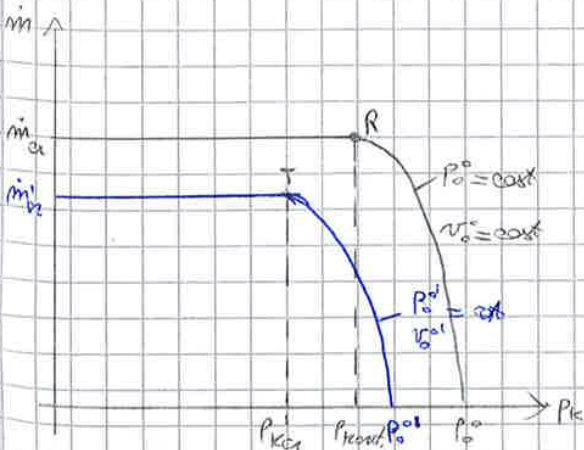
$$y = \text{portata} = m$$

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \Rightarrow \left(\frac{P_k - P_{k \text{ crit}}}{P_0^* - P_{k \text{ crit}}} \right)^2 + \left(\frac{m}{m_{\text{crit}}} \right)^2 = 1 \text{ per } P_k > P_{k \text{ crit}}$$

$$m = m_{\text{crit}} \text{ per } P_k < P_{k \text{ crit}}$$

Supponiamo di voler trasferire le informazioni della curva in una nuova condizione da nuove condizioni:

P_0^1, v_0^1 si conserva il rapporto critico: $\frac{P_{k \text{ crit}}}{P_0^*} = \frac{P_{k \text{ crit}}}{P_0^1}$

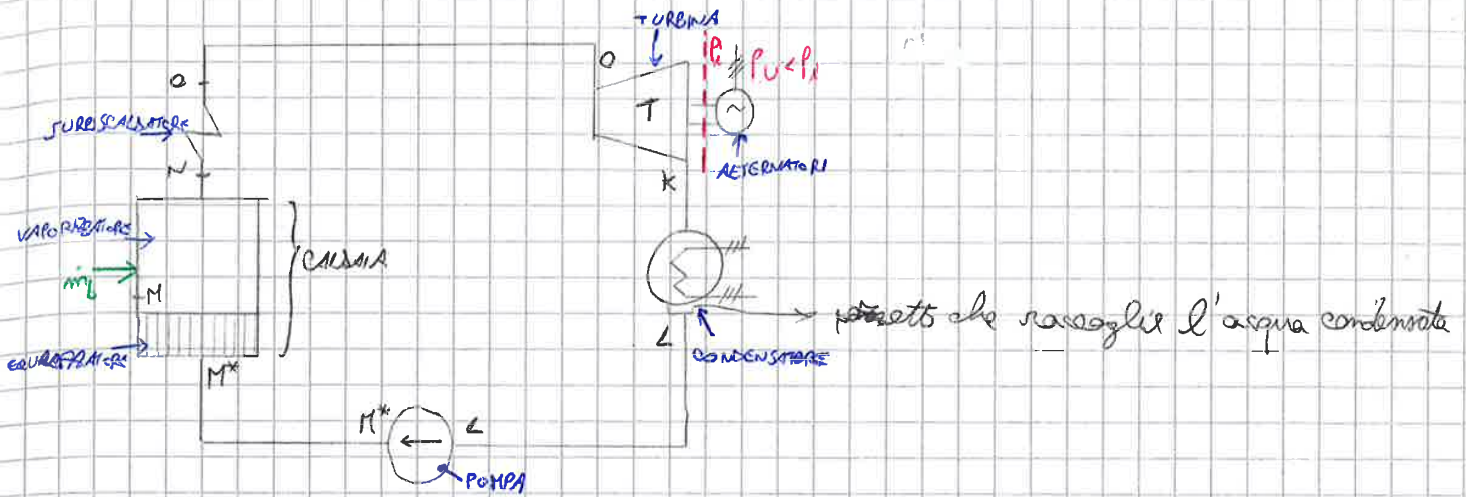


Es
- 20% P_0^1

In un ugello valeno:

$$m_{\text{crit}} \sim A \frac{P_0^*}{\sqrt{P_0^* v_0^*}} \Rightarrow m_{\text{crit}} = m_{\text{crit}} \frac{P_0^1}{\sqrt{P_0^1 v_0^1}}$$

IMPIANTI A VAPORE



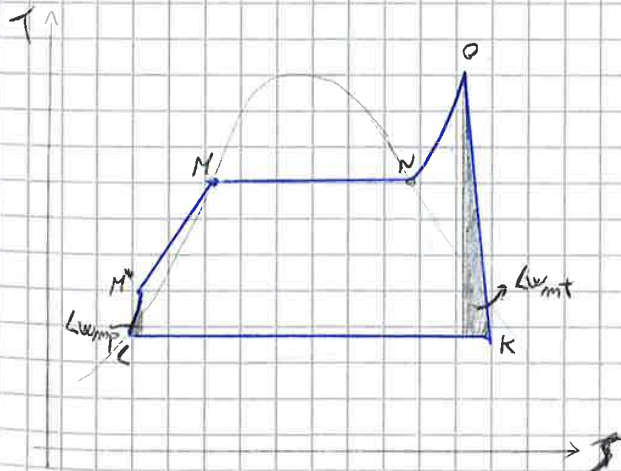
È costituito da una caldaia in cui si immette liquido, più o meno surriscaldato. Sull'asse della turbina c'è poi un'alternatore, collegato ad una linea trifase su cui si riversa l'energia.

Nel condensatore, il vapore in uscita dalla turbina viene condensato.

Occorre poi una pompa che aumenti nuovamente la pressione.

Oss.

Parte della P_i è usata per alimentare gli organi accessori.



L: ingresso pompa (liquido)

- compressione fino a M^* (L- M^*)
- riscaldamento del liquido (M^*-M)
- vaporizzazione (M-N)
- surriscaldamento (N-O)
- espansione in turbina (O-K)

Hip: - pressione costante nel condotto, nella caldaia, nel surriscaldatore e nel condensatore.
- l_w trascurabili, tranne in pompa e turbina

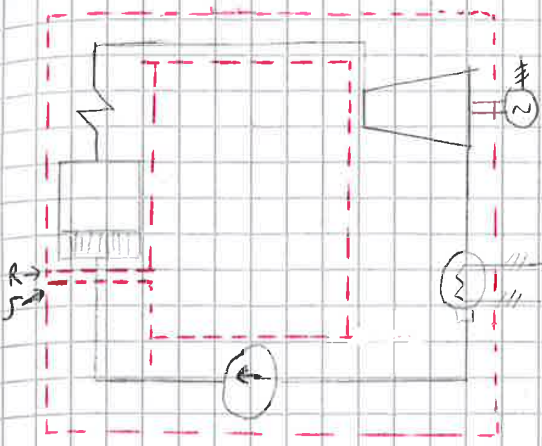
$$\int_L^{M^*} T ds = Q + l_{wmp} + l_{wvch} \rightarrow \text{H}_2\text{O} \sim \text{vapore}$$

$M^*-M-N-O$: fornitura di calore

$$\int_{M^*}^O T ds = Q + l_{wm} + l_{wch} = Q_1 \text{ calore fornito nella caldaia}$$

$K-L$: cessione di calore

$$\int_K^L T ds = Q + l_{wm} + l_{wch} = Q < 0 \text{ calore esultato} \rightarrow Q_2 = -Q \text{ calore sottratto}$$



I P.T.D. : tra ingresso e uscita del volume di controllo

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

x, y, z invariabile

$$\Delta i = (i_s - i_p) \quad \text{max e sed R sono volutamente trascurabili}$$

$$\Delta E_c = 0$$

$$\Delta E_w = 0$$

$$\Delta E_g = 0$$

$$Q = L_i$$

$$Q_1 - Q_2 = L_i = L_t - L_p$$

si può ricavare anche dal diagramma i-s : il segmento OL press a sinistra è $L_p + Q$, mentre press a destra è $L_t + Q_2$.

$$L_p + Q_1 = L_t + Q_2 \Rightarrow Q_1 - Q_2 = L_t - L_p$$

$$\eta_g = \frac{\text{Effetto utile}}{\text{Spesa}} = \frac{P_u}{\dot{m}_b H_{ip,10}} = \frac{(\dot{m}_v L_i) \eta_o}{\dot{m}_b H_{ip,10}} \quad \text{rendimento globale}$$

$$P_u = \frac{(P_{it} - p_{ip})}{p_i} - \underbrace{\sum P_i}_{P_m} \text{ accessori}$$

La potenza della pompa e' così piccola da poter essere inclusa negli accessori.

$$\eta_o = \frac{P_u}{P_i} \quad \text{rendimento organico}$$

$$\text{con } P_{it} = \dot{m}_v L_t$$

$$P_{ip} = \dot{m}_v L_p$$

$$\text{Spesa } \dot{m}_b \quad 1 \text{ kg di carburante} \quad L_{\text{max}} \approx H_{ip,10}$$

trasformando il carburante nella maniera migliore possibile.

$$\text{Spesa } P_{u, \text{max}} = \dot{m}_b L_{\text{max}} = \dot{m}_b H_{ip,10}$$

$$\eta_g = \frac{\text{Effetto utile}}{\text{Spesa}} = \frac{\dot{Q}_1}{\dot{m}_b H_{ip,10}}$$

$$\dot{m}_b H_{ip,10} = \frac{\dot{Q}_1}{\eta_b} \Rightarrow \eta_g = \frac{\dot{m}_v L_i \eta_o}{\frac{\dot{Q}_1}{\eta_b}} = \eta_b \eta_o \frac{\dot{m}_v L_i}{\dot{m}_v \dot{Q}_1}$$

$$\eta_i = \frac{L_i}{\dot{Q}_1} \Rightarrow \eta_g = \eta_b \eta_o \eta_i$$

↳ perdite intrinseche del ciclo
 ↳ perdite di origine meccanica
 ↳ perdite nella caldaia

$$m_i' > m_i \quad \text{se} \quad \cancel{L} + \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{L_i} > \cancel{L} + \frac{\Delta_1}{Q_1} \Rightarrow \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{L_i} > \frac{\Delta_1}{Q_1}$$

↓
aument. percentuale di lavoro

↓
aument. percentuale di valore

Trascuriamo Δ_2 :

$$m_i' = m_i \frac{1 + \frac{\Delta_1}{L_i}}{1 + \frac{\Delta_1}{Q_1}}$$

$$m_i' = \frac{L_i + \Delta_1 + \Delta_2}{Q_1 + \Delta_1} \approx \frac{L_i + \Delta_1}{Q_1 + \Delta_1} > m_i$$

$$m_i = \frac{\overbrace{L_i}^{Q_1 - Q_2}}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

$$m_i' = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2 - \Delta_2}{Q_1 + \Delta_1} \uparrow > m_i \quad \text{il numeratore diminuisce, il denominatore sale.}$$

REGOLA

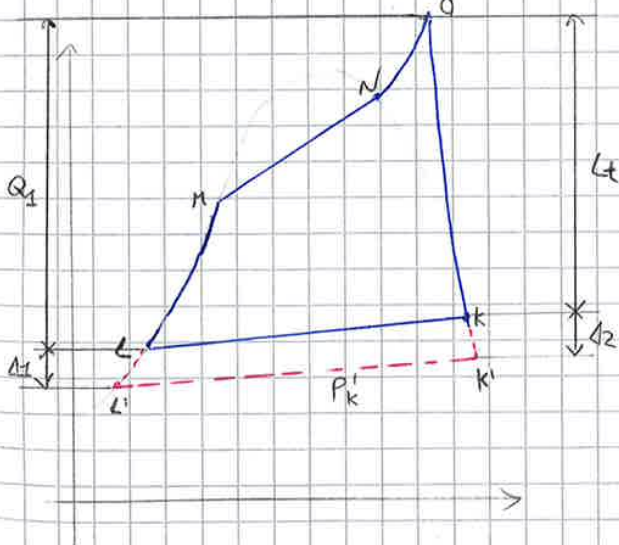
$$y = \frac{x}{z}$$

$$y' = \frac{x+a}{z+a}$$

$y' > y$ se $x < z$

3) ABBASSAMENTO DI P_k

m è molto vicino ad L , pertanto lo trascuro.



$$Q_1' = Q_1 + \Delta_1$$

$$L' \approx L_i = L + \Delta_2$$

$$m_i = \frac{L_i}{Q_1} \approx \frac{L}{Q_1}$$

$$m_i' = \frac{L_i'}{Q_1'} \approx \frac{L'}{Q_1'} = \frac{L + \Delta_2}{Q_1 + \Delta_1}$$

← $\Delta_1 \approx \Delta_2$ (dal Mollier)

$$m_i' = \frac{L + \Delta_2}{Q_1 + \Delta_2} > m_i$$

Oppure

$$m_i = \frac{L_i}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

$$Q_1' = Q_2 - \Delta_2 + \Delta_1$$

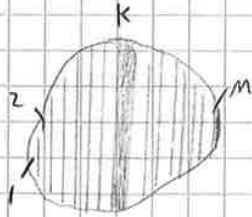
$$\Delta_2 \approx \Delta_1$$

$$m_i' = \frac{L_i'}{Q_1'} = \frac{Q_1' - Q_2'}{Q_1'} = \frac{(Q_1 + \Delta_1) - (Q_2 - \Delta_2 + \Delta_1)}{Q_1 + \Delta_1} = \frac{Q_1 - Q_2 + \Delta_2}{Q_1 + \Delta_1} \Rightarrow m_i' > m_i$$

Supponiamo di avere un ciclo qualsiasi, irregolare.

La somma di m cicli elementari (larghezza infinitesimale)

↓
~ base rettangolare



$$L_i = \sum_{k=1}^m L_{ik}$$

$$Q_i = \sum_{k=1}^m Q_{ik}$$

$$Q_2 = L_i - Q_1$$

$$L_{1i} = \eta_{1i} Q_{1i}$$

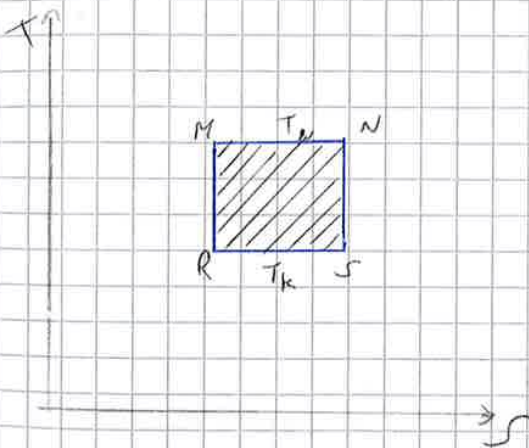
$$L_{ik} = \eta_{ik} Q_{ik}$$

⋮

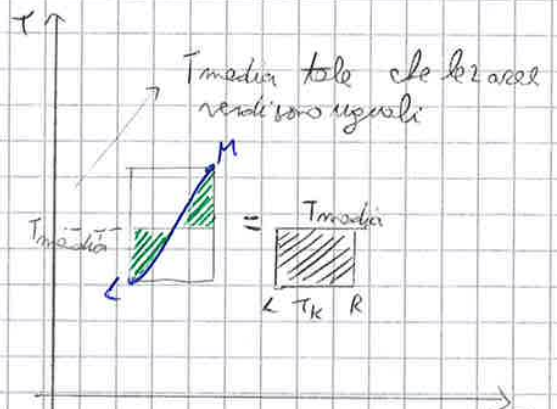
$$L_{im} = \eta_{im} Q_{im}$$

$$\eta_{1i} = \frac{L_i}{Q_i} = \frac{\sum_{k=1}^m L_{ik}}{\sum_{k=1}^m Q_{ik}} = \frac{\eta_{1i} Q_{1i} + \dots + \eta_{ik} Q_{ik} + \dots + \eta_{im} Q_{im}}{Q_{1i} + Q_{2i} + \dots + Q_{mi}}$$

Tornando al caso precedente, il ciclo b (centrale) è un ciclo di Carnot, rettangolare:



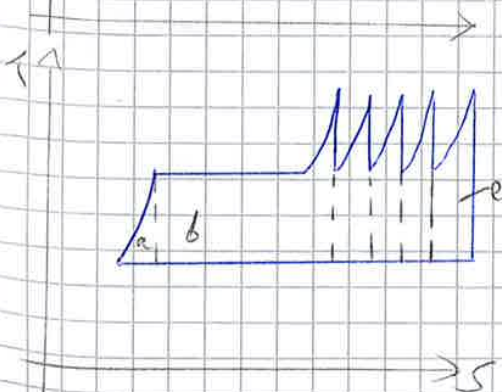
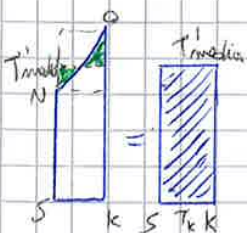
$$\eta_{1b} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_k}{T_M}$$



Il ciclo triangolare è equivalente ad un ciclo di Carnot che si svolge fra T_{med} e T_k .

$$\eta_{1a} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_k}{T_{media}} < \eta_{1b}$$

$$\eta_{1c} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_k}{T_{media}} > \eta_{1b}$$



$$\eta_{1a} < \eta_{1b} < \eta_{1c}$$

oss.

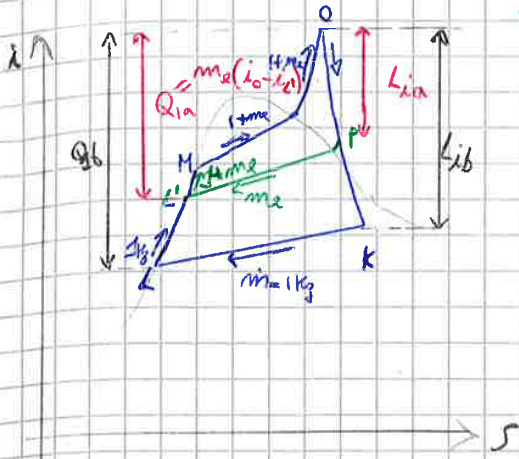
I cicli hanno un rendimento tanto + alto quanto + T_{media} (funzione di s_{max}) è elevata.

Ma se un surriscaldamento è positivo, perché non fornire? A furia di aggiungere cicli di surriscaldamento, i cicli a e b diventano trascurabili.

4/11/16

SPILLAMENTI DI VAPORE

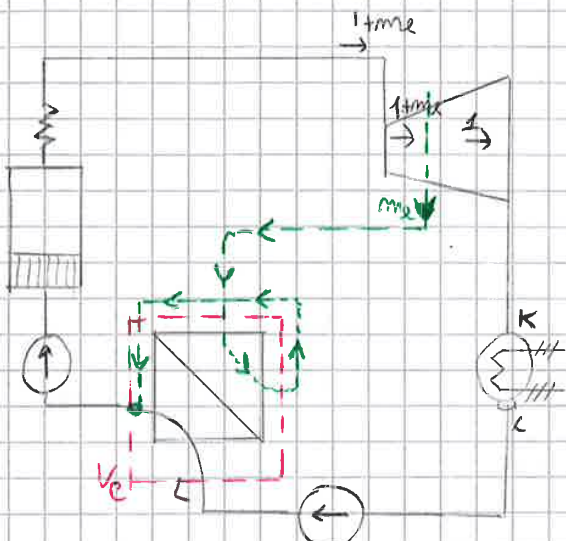
— ciclo base
— ciclo aggiuntivo



Il ciclo base si sovrappone un secondo ciclo, in cui si riscalda $1+m_2$ (portata maggiore). Nella turbina, nel punto P parte del fluido (m_2) viene estratta.

Il calore complessivamente sottratto da P ad L', lo utilizziamo per riscaldare il 1kg da L ad L'.

Forniamo calore solo a T+alte.



La massa m_2 cede il calore necessario a riscaldare da L ad L'.

Nel ciclo base circola una portata 1, nel ciclo aggiuntivo " " " m_2 .

$$Q_{1a} = m_2 (i_0 - i_2')$$

$$L_{1a} = m_2 (i_0 - i_p)$$

Il lavoro aumenta:

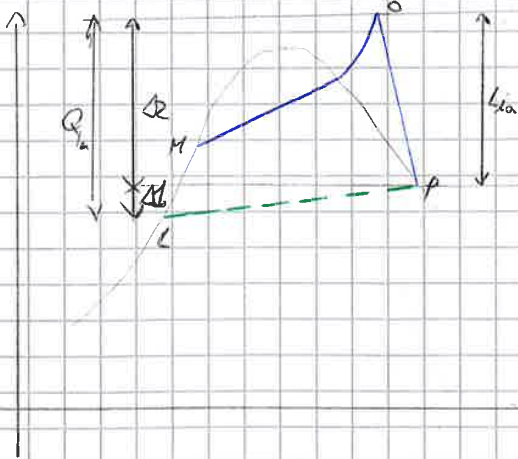
$$L_1' = L_{1b} + L_{1a} = L_{1b} + m_2 (i_0 - i_p)$$

$\Delta 1$ serve per riscaldare 1kg da L ad L'.

$$Q_{1a} = \Delta 1 + \Delta 2 =$$

$$= m_2 (i_p - i_2') + m_2 (i_0 - i_p)$$

calore usato per riscaldare da L ad L' lavoro L_{1a} = calore in+forante



$Q_1' = Q_{1b} + Q_{1a} - \Delta 1$ → il 1kg non necessita di tutto il Q_{1b} , perché una parte la dà m_2 .

$$Q_1' = (Q_{1b} - \Delta 1) + Q_{1a}$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad m_2 (i_p - i_2')$$

$$Q_1' = (Q_{1b} - \Delta 1) + (\Delta 1 + \Delta 2) = Q_{1b} + \Delta 2 = Q_{1b} + m_2 (i_0 - i_p) = Q_{1b} + L_{1a}$$

il calore che diamo in+ alla massa m_2 viene trasformato tutto in lavoro.

I 2 cicli, sommandoli in maniera appropriata, lavoro MEGLIO.

→ 0: $L' \sim L$ dalla turbina, un attimo prima di k , m_2 viene messa nello scambiatore. Il cub praticamente coincide con il cub base.

→ 1: $0 \sim P$ $L_i a = m_2 (i_0 - i_p) \Delta t \rightarrow 0 \Rightarrow L_i a \rightarrow 0$

Se mettiamo più di 1 spillamento, ci si aspetta un miglioramento. Dove ci si deve fermare? Uno scambiatore è esteso da collegare.

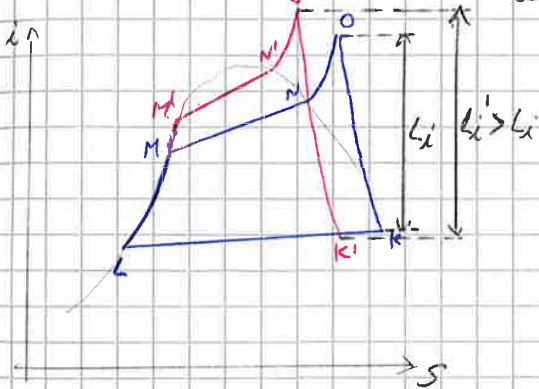
Per impianti molto grandi (1-2 GW), si può arrivare a 5 spillam.



6/11/14

TIPI DI IMPIANTI

1) RIPOTENZIAMENTO: supponiamo di avere nell' i -s un ciclo di una certa forma, e di voler ottenere maggiore potenza sostituendo la caldaia.



$m \uparrow \quad m' \uparrow$

Se la turbina è critica si può scrivere:

$$m \sim A \frac{P_0^0}{\sqrt{P_0^0} \sqrt{v_0^0}} \sim A \sqrt{\frac{P_0^0}{v_0^0}} \sim \sqrt{\frac{P_0^0}{v_0^0}}$$

No ci spostiamo a pressioni totali + alte, e ad entalpia maggiore

$P_0^0 \uparrow \quad v_0^0 \downarrow$

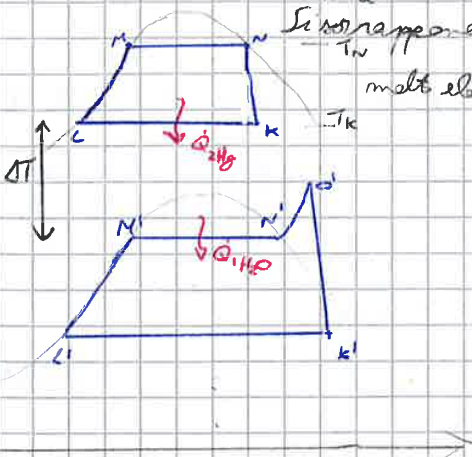
$P_0^{0'} > P_0^0$

$v_0^{0'} < v_0^0$

$m' \sim \sqrt{\frac{P_0^{0'}}{v_0^{0'}}} > m \Rightarrow$

$P_u = \eta_0 P_i = \eta_0 m Z_i \uparrow \uparrow$

2) IMPIANTI SOVRAPPosti: 2 impianti che lavorano in abbinamento. Il vapore ha una curva limite che comporta una fornitura di calore a T non alta e variabile. Si sovrappone un cub a mercurio.



molti elevate

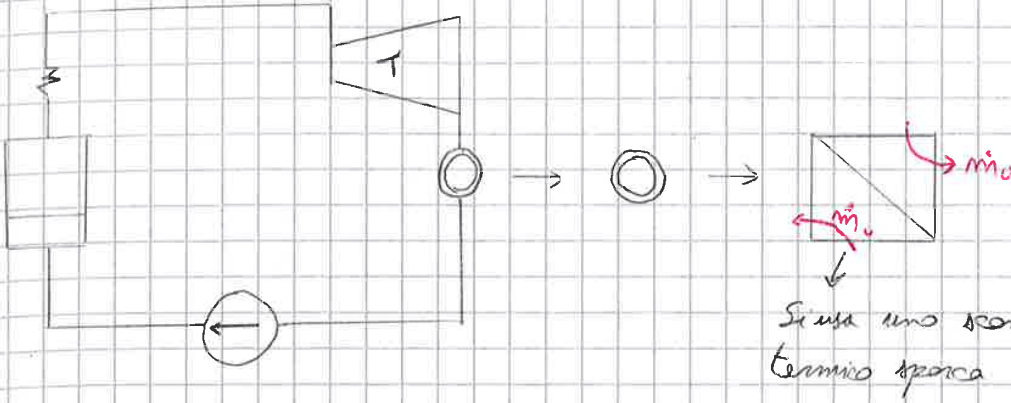
Il calore ottenuto, dalla condensazione del mercurio Q_{Hg} , si manda all'acqua \rightarrow è come un cub condensato.

$Q_{H_2O} \approx Q_{Hg}$ a meno delle perdite nello scambiatore.



Per esercizio si prenda una ΔT finita, altrimenti lo scambiatore non avviene

$\Delta T > 10^\circ C$



Tutto il calore speso in più viene trasformato in energia elettrica. Se non ci fossero problemi di η_0 e η della caldaia, avremmo una trasformazione integrale.

$\dot{Q}_v = \dot{Q}_e + \dot{Q}_u$ l'avremmo comunque dovuto spendere.

* $\eta_g = \frac{P_u}{\dot{Q}_{spesa\ in\ più}} = \frac{P_u}{m \dot{H}_i - \frac{\dot{Q}_u}{\eta_b}}$ conversionale!
 → se fosse solo ci sarebbe la caldaia a produrre

Oppure si usa il solito metodo per cercare il rendimento:

$m \dot{H}_i \rightarrow m \dot{H}_i \rightarrow \dot{Q}_e + \dot{Q}_u$

$\eta_{imp} = \frac{\text{Effetto utile}}{\text{Spesa}} = \frac{P_u + \dot{Q}_u^{vapore}}{m \dot{H}_i} \approx 0,9$
 ↓
 non è un RENDIMENTO TERMODINAMICO

Gli effetti utili al numeratore sono a livelli molto diversi, ma se occorrono entrambi vanno messi lì.

Le perdite sono nella caldaia e nel rendimento organico dell'impianto elettrico.

$\eta_b < 1, \eta_c < 1$

$\eta_b = \frac{\dot{Q}_u}{m \dot{H}_i} \Rightarrow m \dot{H}_i = \frac{\dot{Q}_u}{\eta_b}$

* $\eta_g = \frac{P_u}{\frac{\dot{Q}_v - \dot{Q}_u}{\eta_b}} = \eta_b \frac{\eta_0 P_i}{\dot{Q}_v - \dot{Q}_u} = \eta_b \eta_0 \frac{L_i}{m_v (i_i - i_p) - m_v (i_p - i_i)} = \eta_b \eta_0 \frac{m_v (i_i - i_p)}{m_v (i_i - i_p)}$

$\eta_g = \eta_b \eta_0$

oss

In condizioni di progetto η_0 è molto alto!

$\eta_0 = \frac{P_u}{L_i} = \frac{P_i - P_{int}}{P_i}$ potenza a vuoto (usata per attriti interni o accessori)

reggipinta e cuscinetti
 P_{int}

accessori
 pompa di circolazione

Euoni della turbina, $P_i - P_{int}$

$P_u = P_{int} + P_{accessori}$

REGOLAZIONE DEGLI IMPIANTI A VAPORE

Si vuole regolare (generalmente ridurre) la potenza a $n=cost.$

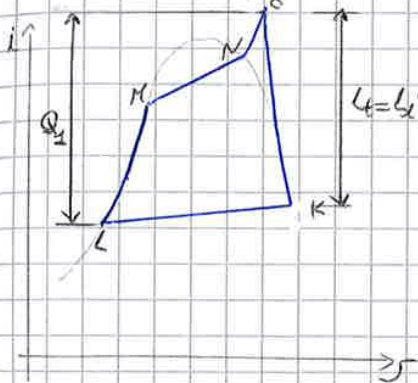
$m_i \downarrow$ Diminuita la m_i , si spera che l'impianto si adatti spontaneamente.

\downarrow
 Pu \downarrow Nella regolazione cercheremo di avere $\eta_g = const.$ (IRREALIZZABILE)

$$\eta_g = \eta_b \eta_c \eta_i$$

\downarrow facendo, anche fino a 0 \rightarrow nei precedenti
 la caldaia diminuisce il rendimento con $m_i \downarrow$

Qual è il comportamento dell' η_i ?



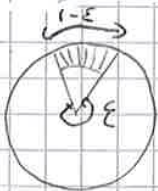
$$\eta_i = \frac{L_c}{\alpha_i} = \frac{L_i}{\alpha_i}$$

$$P_c = \eta_c \cdot m_i \cdot L_i$$

\downarrow
 Devono cambiare entrambi, ma è + opportuno che scenda solo m_i , mantenendo invariato L_i .

$m_i \downarrow, L_i = const \rightarrow \eta_i = const$

Si possono ottenere anche altri con m_i variabile:

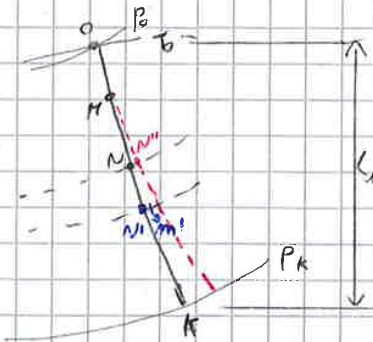


$i = 10$ palette (m_i)

A piena potenza tutte lavorano. Se estraiamo una delle 10 palette,

$$m_i' = \frac{9}{10} m_i$$

1) REGOLAZIONE PER PARZIALIZZAZIONE



OM: primo stadio

In testa, per parzializzare la turbina ad azione.

Supponiamo che il primo distributore sia sonico e supersonico, con M il punto di uscita da esso.

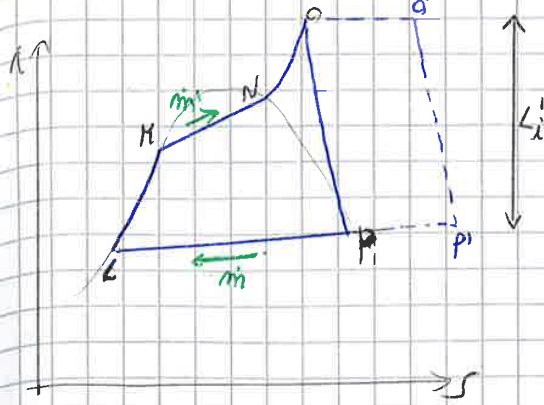
In N la turbina diventa a reazione.

$$m_i \sim A_{r2} \cdot \frac{P_{r2}}{\sqrt{P_{r2} \cdot \eta_i}}$$

\downarrow
 area turbina a reazione

N deve cambiare, altrimenti passerebbe la stessa portata \rightarrow N si sposta ad N' (a p e v più bassi), e quindi deve espandersi di più \rightarrow POST-ESPANSIONE \rightarrow dissipativa \rightarrow ci si accorta da MN.

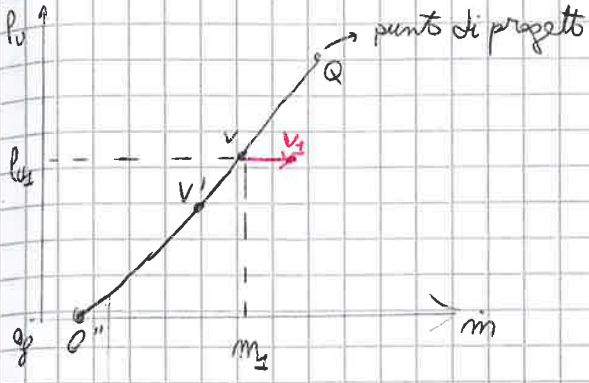
3) REGOLAZIONE NEGLI IMPIANTI A RECUPERO TOTALE



(Subsonico)

$$m' = m \frac{P_0'}{P_0} \quad L_i < L_i \quad P_u = \gamma m' L_i \downarrow$$

È un impianto molto rigido, c'è una sola portata.
 Se si riduce la portata, si riduce anche la potenza, e ancora.

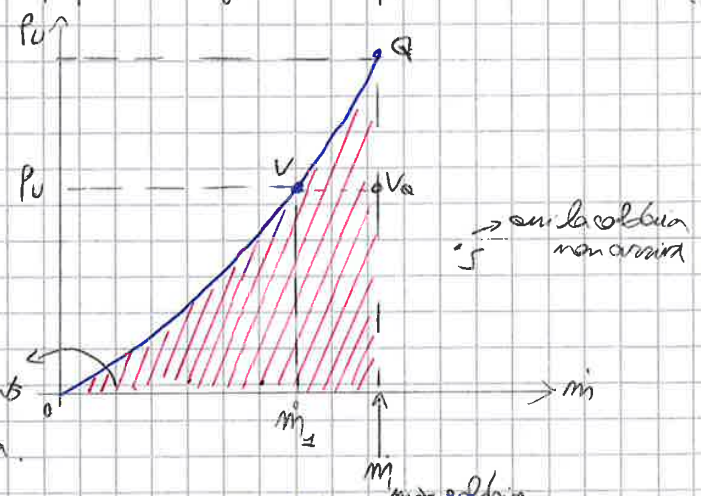
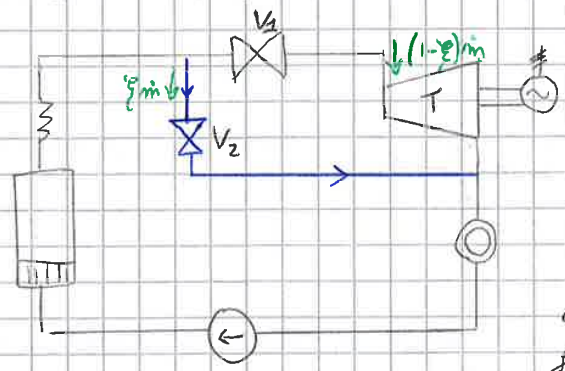


Continuando ad abbassare la portata, la P_u ad un certo punto si annulla ($0''$), a $m_{1/2}$, perché occorre comunque una certa potenza per perdite meccaniche e per overcome gli organi accessori.



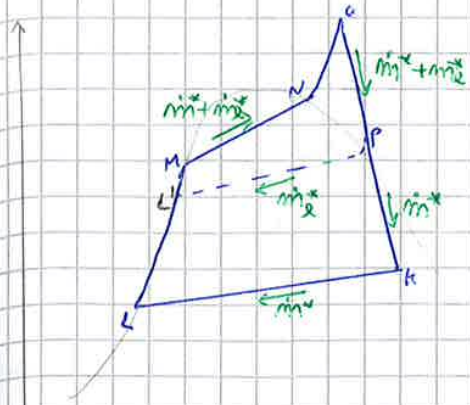
$O_0 \rightarrow$ Non si lancia fino a O_0 ! si lancia fino a $0''$, in quanto L_i si ha già $P_u = 0$.
 $m_{0'} \rightarrow P_u = m_{0'} (i_{0''} - i_{p''}) = P_u$

Da questa linea in teoria non si può uscire; esaminando l'impianto si osserva che se l'innalzamento per avere potenza inferiore, l'utente termico sarebbe obbligato a ridurre la portata. Introduciamo allora una seconda valvola, V_2 , per convogliare la portata residua direttamente all'utente termico.



La valvola V_2 crea le condizioni richieste dall'utente.
 L'eccesso di portata producibile in edoia lo manda direttamente all'utente termico.

4) REGOLAZIONE DEGLI IMPIANTI A RECUPERO PARZIALE



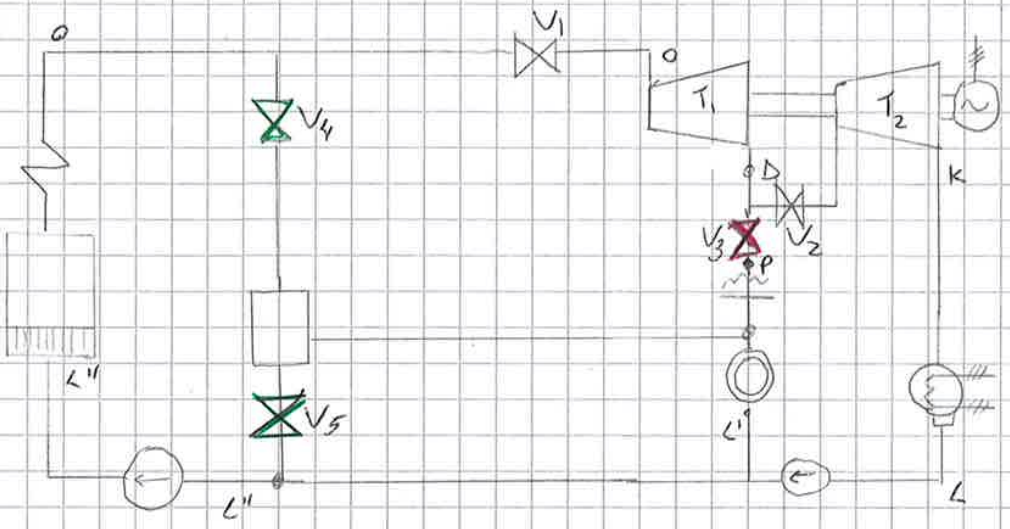
LMNOP : $m_1^* + m_2^*$

PKL : m_1^*

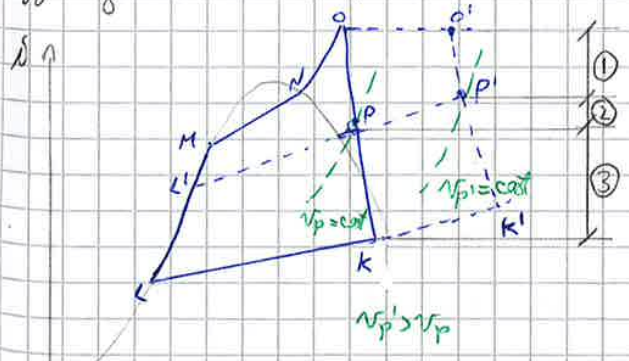
OP : I turbina

Pk : II "

$$P_u = \underbrace{\eta_o (m_1^* + m_2^*) (i_o - i_p)}_{P_{uL}} + \underbrace{\eta_o m_1^* (i_p - i_k)}_{P_{u2}}$$



Aggiungo V_1 e V_2 . Pensiamo alla V_2 completamente aperta, e regoliamo sulla V_1 .



$$(m_1^* + m_2^*) \sim \frac{P_o^o}{\sqrt{P_o^o \cdot v_o^o}} \quad \text{I TURBINA (T1)}$$

↓ DIVENTA

$$(m_1 + m_2) \sim \frac{P_o^i}{\sqrt{P_o^i \cdot v_o^i}}$$

Ma poiché i denominatori sono uguali ($P_o^o \cdot v_o^o = \text{cost}$), la portata è proporzionale soltanto alla pressione.

$$(m_1 + m_2) = (m_1^* + m_2^*) \cdot \frac{P_o^i}{P_o^o}$$

$P_o^i = P_p$

$$\frac{m_1}{m_1^*} = \sqrt{\frac{v_p^o}{v_p^i}}$$

$$m_1 = m_1^* \sqrt{\frac{v_p^o}{v_p^i}} < m_1^*$$

$$m_1^* \sim \frac{P_p^o}{\sqrt{P_p^o \cdot v_p^o}} \sim \sqrt{\frac{P_p^o}{v_p^o}} \quad \text{II TURBINA (T2)}$$

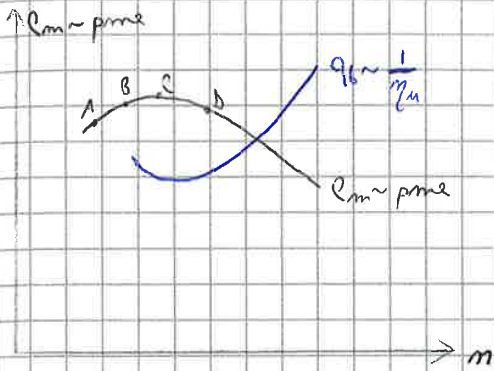
↓ DIVENTA

$$m_1 \sim \frac{P_p^i}{\sqrt{P_p^i \cdot v_p^i}} \sim \sqrt{\frac{P_p^i}{v_p^i}}$$

Anche nella seconda turbina la portata scende.

PRESTAZIONI DI UN MOTORE

9/01/15

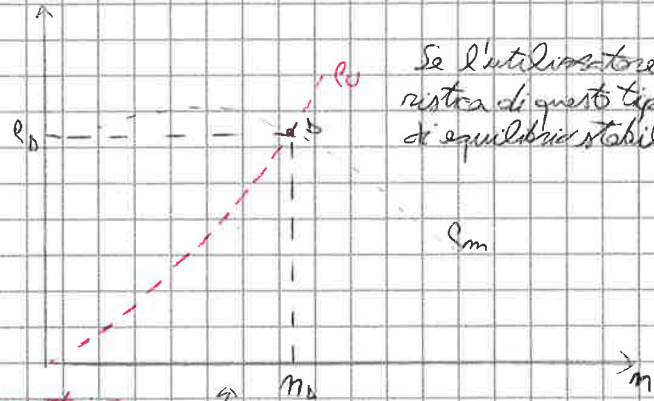


Si possono calcolare queste grandezze in laboratorio, per punti, in laboratorio.

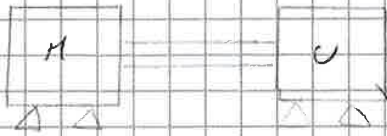
↓
Occorre stabilizzare il motore affinché l'angolo della condizione del punto cercato (ex. D).

Bisogna avere qualcosa che assorba la potenza prodotta dal motore.

Costriremmo il motore a lavorare nel punto D, mettendovi sull'asse del motore un utilizzatore U che assorba la potenza richiesta.



Se l'utilizzatore ha una costante ristretta di questo tipo, è un punto di equilibrio stabile.



freno dinamometrico
- assorbe la potenza
- ha una sua caratteristica meccanica

Una volta stabilizzato il motore, per misurare la velocità angolare ci sono diversi strumenti, analogici, ma soprattutto digitali:

es. comune



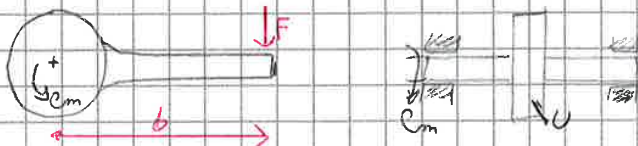
Se al nucleo magnetico si avvicina il ferro, lo sposta la rotazione e nucleo magnetico è basso, il flusso magnetico

Ci si contano gli impulsi che transitano in un certo tempo



Dividendo per il n° di denti si ottiene la velocità angolare.

Per misurare la coppia, si suppone che il freno sia in grado di misurare la coppia (dynamometric). La carcassa del freno può ruotare intorno al proprio asse.



Si crea un braccio collegato al freno, e si applica una forza F per tenerla ferma.

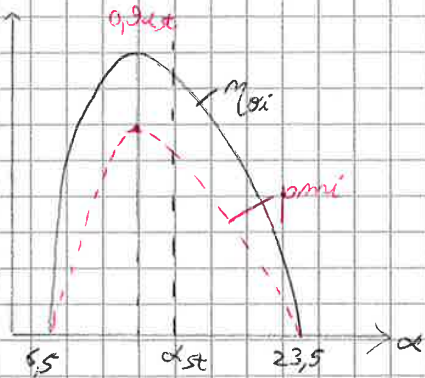
$C_m = F \cdot b$ all'equilibrio

$$p_{me} = \eta_u \frac{\lambda v H_i}{\alpha v}$$

$$p_{mi} = \eta_i \frac{\lambda v H_i}{\alpha v} \sim \frac{\eta_i}{v} = \frac{\eta_{lim} \eta_{oi}}{\alpha}$$

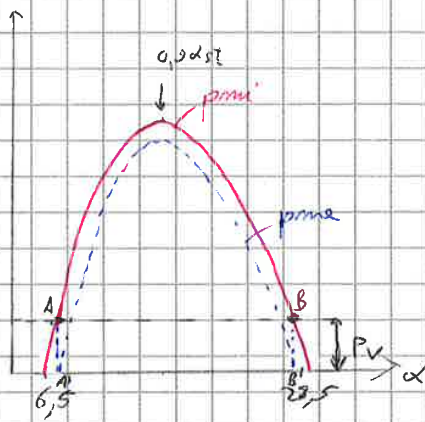
Per $\alpha < \alpha_{st}$ $\eta_{lim} = k_1 \alpha$

$\alpha < \alpha_{st}$ $p_{mi} \sim \frac{k_1 \cdot \lambda \cdot \eta_{oi}}{\alpha} \sim \eta_{oi}$

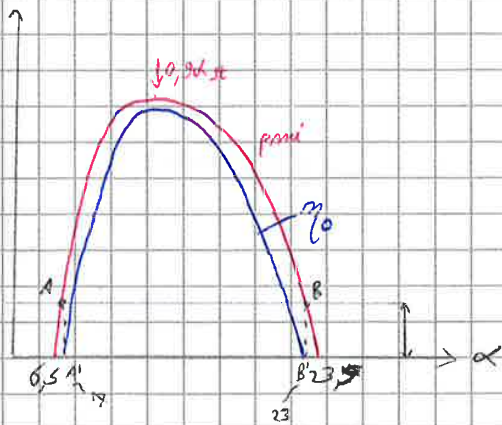


Per calcolare la pme facciamo un'Hp: $P_v = \text{costante}$ al variare di α (da dimostrare)

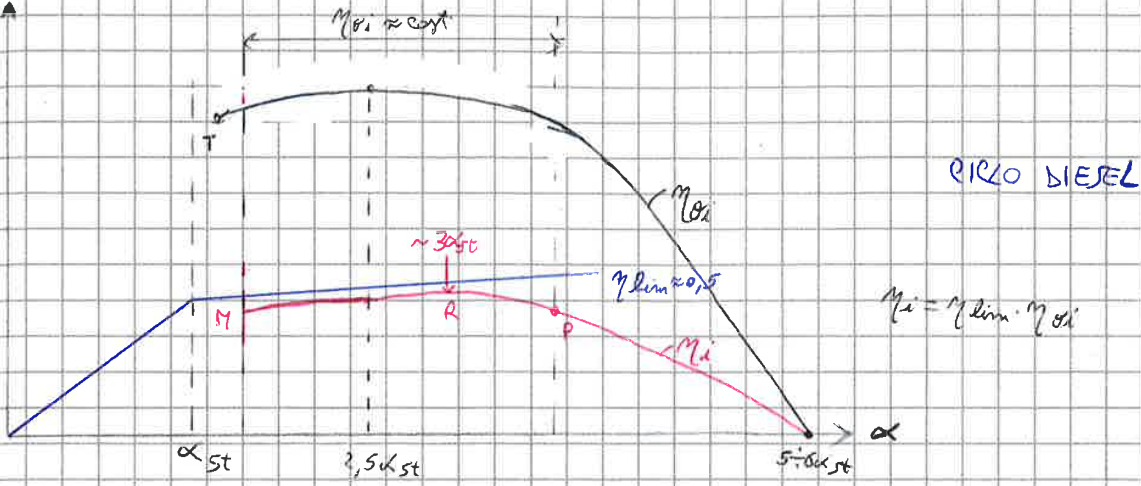
$$p_{me} = p_{mi} - p_v$$



$$\eta_o = 1 - \frac{P_v}{p_{mi}} = 1 - \frac{\text{cost}}{p_{mi}}$$



$$\eta_o = 0 \quad \text{per} \quad \begin{cases} P_v = p_{mi} & A \text{ e } A' \\ P_v = p_{mi} & B \text{ e } B' \end{cases}$$



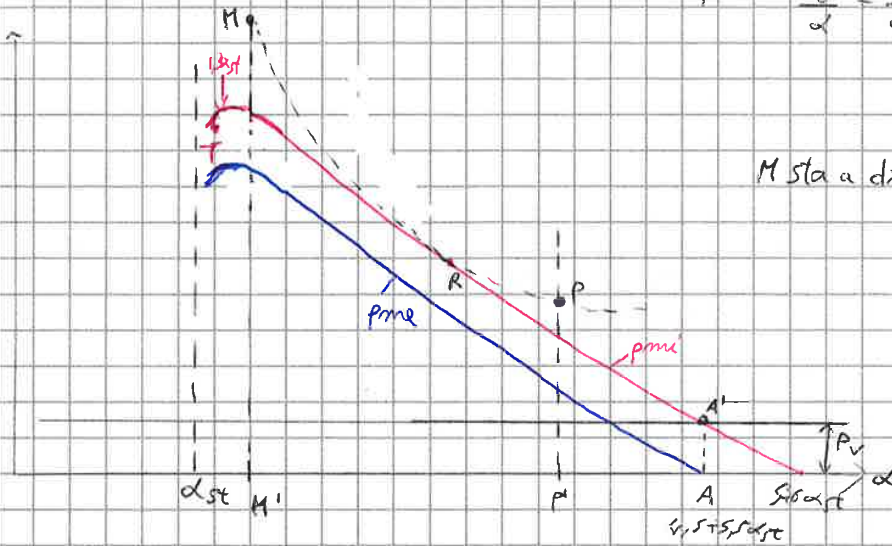
$p_{mi} \sim \frac{\eta_i}{\alpha}$ (come per l'Otto)

Nel tratto (M-P) $\eta_{di} \approx \text{cost}$

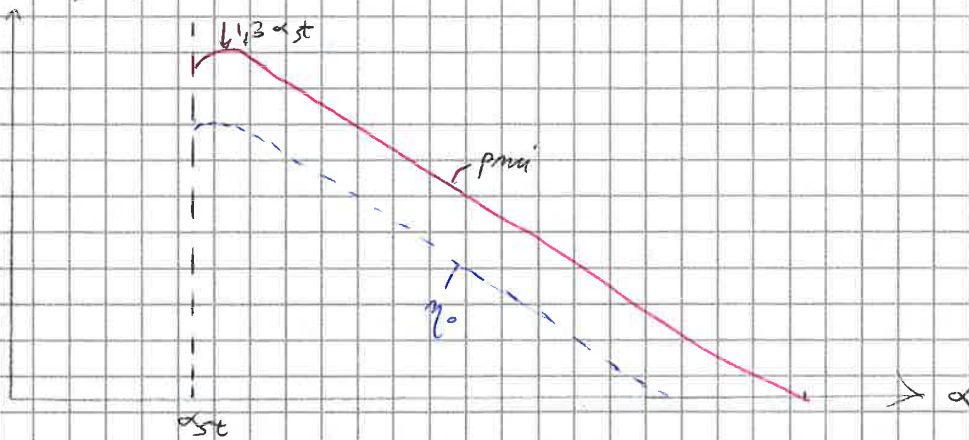
$p_{mi} \sim \frac{\eta_i}{\alpha} = \frac{k_1}{\alpha} \Rightarrow p_{mi} \cdot \alpha = \text{cost}$
 iperbole

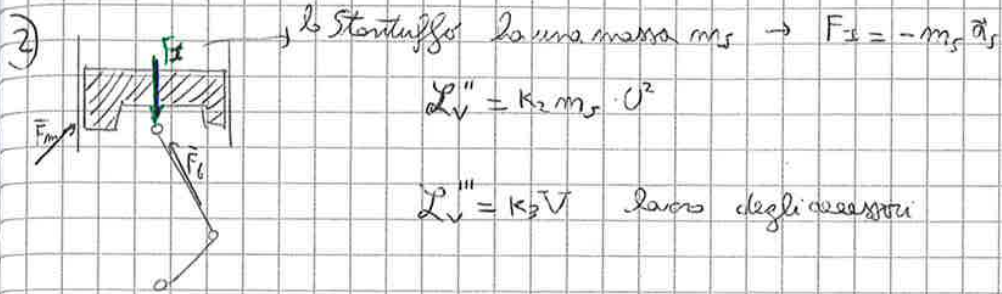
in realtà c'è solo un punto sull'iperbole, R.

M sta a dx di $\frac{1}{3} \alpha_{st}$



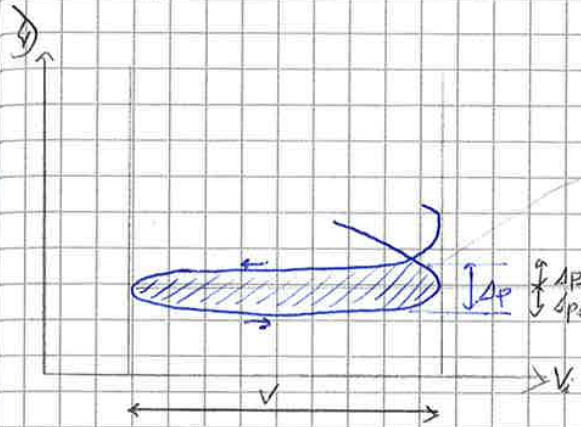
$\eta_o = 1 - \frac{p_v}{p_{mi}} = 1 - \frac{\text{cost}}{p_{mi}}$





$$L_v'' = k_2 m_s \cdot U^2$$

$$L_v''' = k_3 V \text{ lavoro degli accessori}$$



$$L_v^{IV} \approx V \Delta p = V (\Delta p_i + \Delta p_s)$$

Δp_s : scanco
 Δp_i : aspirazione

$$\Delta p_i \sim k_4' p_a U^2$$

è funzione della posizione della farfalla (costante per i brasel)

$$\Delta p_s \sim k_4'' p_a U^2$$

costante

$$L_v^{IV} = k_4 p_a U^2 V$$

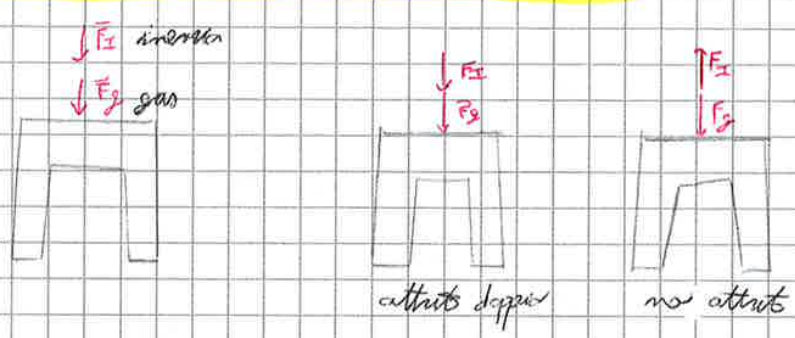
f (Posizione farfalla) → Se la farfalla è aperta, k_4 è basso
" " " " chiusa, k_4 ↑

$$L_v = k_1 p_{max} V + k_2 m_s U^2 + k_3 V + k_4 p_a U^2 V$$

$$P_v = \frac{L_v}{V} = k_1 p_{max} + k_2 \frac{m_s U^2}{V} + k_3 + k_4 p_a U^2$$

pressione di marcia a vuoto

12/01/15



ci sono diverse approssimazioni che sono necessarie (non si sa forse a maglia).

dei 4 termini che compaiono in P_v :

- 2 sono funzione di U, il secondo e il quarto (e quindi W)
- il 3° è costante.

PROMEMORIA

$$P_U = \eta_U \cdot m_i \cdot H_{i0}$$

$$P_U = \eta_U \frac{m_{a0}}{\alpha} H_i = \eta_U \left(\frac{m_{a0} \cdot m}{m} \right) i \cdot H_i = \eta_U \lambda_V \frac{V}{\alpha} p_a \frac{m}{m} \cdot H_i = C_U W \sim p_{me} \cdot m \Rightarrow p_{me} \sim \eta_U \frac{\lambda_V}{\alpha}$$

$H_p \cdot V_i \cdot p_a \cdot m_i \cdot i \cdot H_i$ fissi

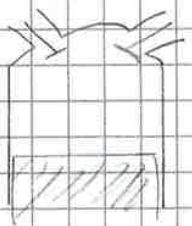
Occorrono gli andamenti di queste 3 grandezze per ottenere quello della p_{me} .

Vogliamo l'andamento della coppia (p_{me}) al variare di m .

FATTORI CHE INFLUENZANO λ_V

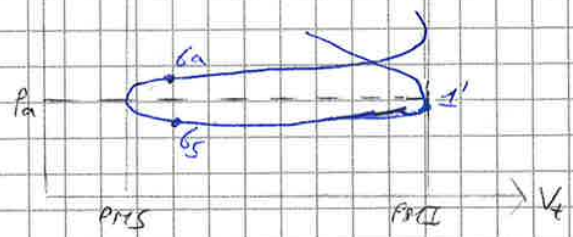
- 1) Laminazione all'aspirazione e allo scarico
- 2) Trombe d'acqua
- 3) Fughe
- 4) Effetti dinamici all'aspirazione

1) Laminazione all'aspirazione e allo scarico



Alcuni gas fuoriescono dal condotto di aspirazione e di scarico, e poi rientrano nel cilindro.

- 6a: si apre la valvola di aspirazione prima del PMS
- 6b: si chiude la valvola di scarico imbr, mentre si sta scaricando.



ΔV (occupato dai gas residui) INDIVISIBILE

in 1' $p < p_{amb}$

$$m_{amb} = V p_a$$

$$m_{a1'} \approx (V - \Delta V) p_{a1'}$$

$$\lambda_{V1'} = \frac{m_{a1'}}{m_{amb}} \approx \frac{V - \Delta V}{V} \left(\frac{p_{a1'}}{p_a} \right)$$

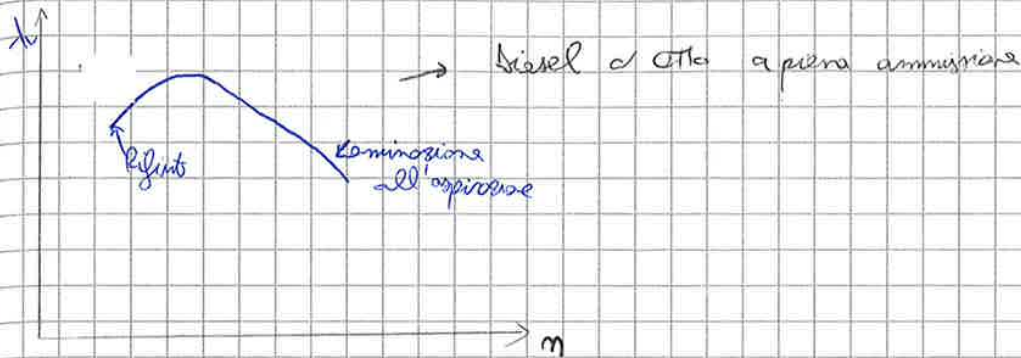
è l'effetto proporzionale

$$\Delta p_i \sim p_a U^2 \sim p_a m^2$$

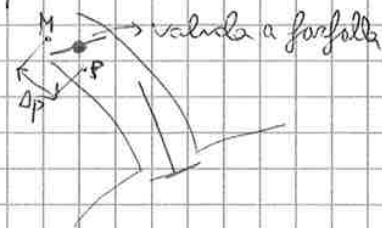
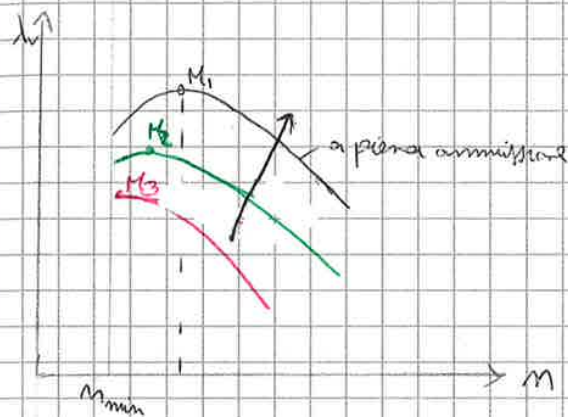
Δp_i : differenza fra p_{amb} e p_i (interna al motore)

$m \uparrow \Rightarrow \lambda_{V1'} \downarrow$

Mettiamo insieme i fattori:



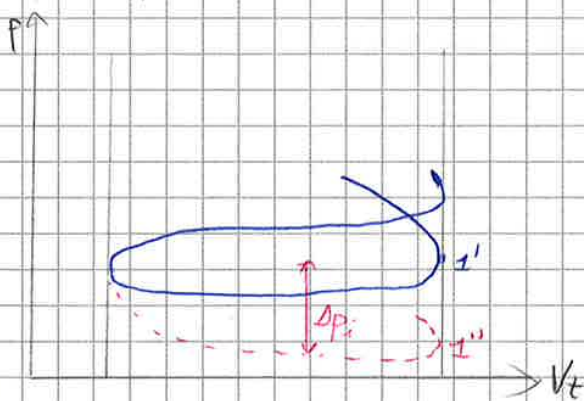
Per il motore Otto parzializzato (con la farfalla parzialmente chiusa):



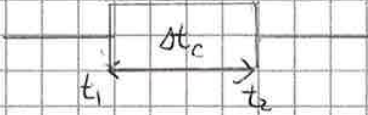
Introducendo una valvola a farfalla, crea una caduta di pressione $\Delta p \rightarrow p \downarrow$

$\Delta p_i \sim \rho_a U^2 \sim \rho_a m^2$ se molto alto \rightarrow si esalta la laminazione all'aspirazione.

Il massimo M si porta verso il minimo della velocità del motore, fino a sparire!



segnale elettronico



t_1 : viene comandato l'inizio dell'iniezione
 t_2 : " " la fine " "

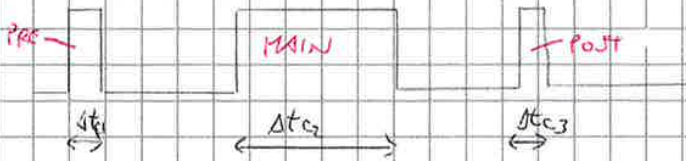
$$m_b = \int_{t_1}^{t_2} m_b dt \sim \Delta t_c$$

Regolando il Δt_c , si regola la m_b .

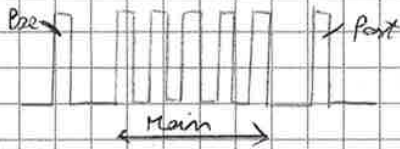
In realtà ci sono transistori in ingresso e uscita.

Questo apparato è sufficiente così com'è per l'otto.

Per il Diesel ci sono complessioni, a causa dei transistori e del rumore:



- Δt_{c1} : Pre-iniezione: si inietta un briciolo di carburante, lo si lascia bruciare → RIDURRE IL RUMORE (STÀ)
- Δt_{c2} : iniezione principale, si inietta la quantità voluta per la POTENZA
- Δt_{c3} : Post-iniezione: dal punto di vista energetico è ASSURDO!
 ossone per raggiungere movimenti alte T, per BRUCIARE IL PARTICOLATO

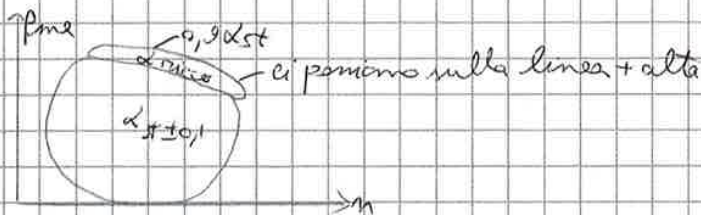


Analizziamo ora l'andamento della P_{me}:

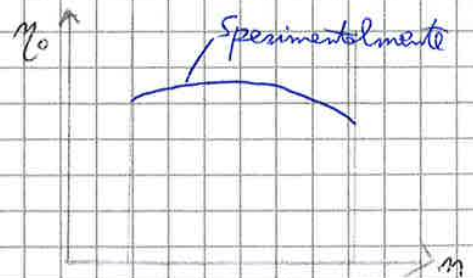
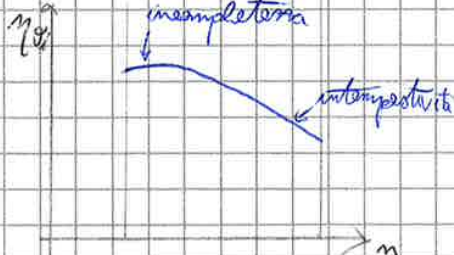
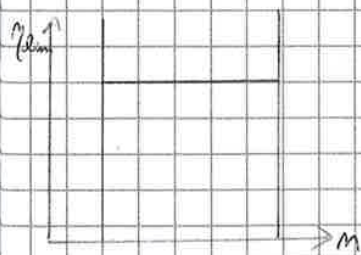
OTTO

$$p_{me} \sim \eta_0 \frac{p_v}{\alpha}$$

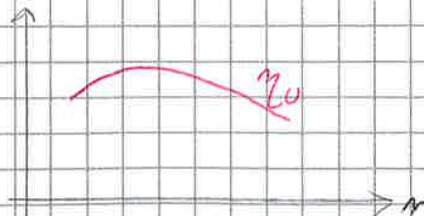
$$\text{Se } \alpha = \cos t \Rightarrow p_{me} \sim \eta_0 p_v$$



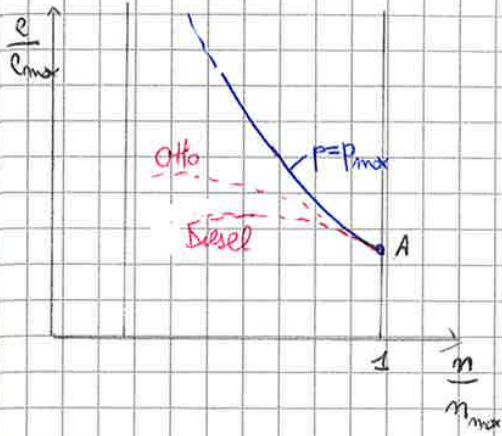
Ricordiamo che:



$$\eta_0 = \eta_{lim} \eta \alpha \Rightarrow$$



Vediamo la caratteristica meccanica + adatta per l'utente automobilistico:



l'utente vorrebbe sempre la potenza massima.

$$P_{max} = C_{max} \omega$$

A basse velocità la coppia diventerebbe troppo alta, e le ruote non riuscirebbero a trasmettere la coppia al suolo, SLITTAMENTO.

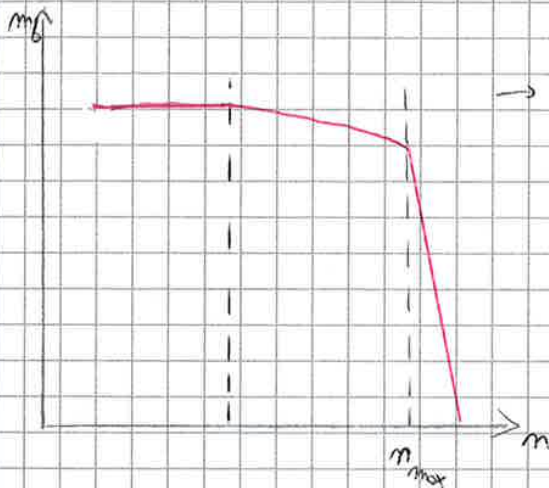
DIESEL: 1 variabile \Rightarrow coppia meno variabile dell'otto

OTTO: 2 "

quello che si avvicina di + a P_{max} è l'OTTO.

Il Diesel recupera il gap complicandosi:

Nel caso di pompe volumetriche si aggiungono dispositivi che rendono + variabile la coppia.



\rightarrow grazie a questa variabilità di m_{bmax} , il Diesel diventa equivalente all'OTTO.

COMMON RAIL

$$P_{max} \sim \frac{\lambda \cdot \eta_0}{\alpha}$$

con il common rail le forme di Diesel e Otto sono identiche.