



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 629

DATA: 12/09/2013

A P P U N T I

STUDENTE: Iurlaro

MATERIA: Macchine

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.**

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

PUNTO DI VISTA EULERIANO

Questo tipo di specificazione del moto del fluido sposta il concetto euleriano di campo, nel senso che le proprietà del flusso (velocità, densità, pressione) sono definite come funzioni della spazio, ossia del vettore posizione x , e del tempo t . La velocità del fluido viene ad esempio espressa come $\vec{u} = \vec{u}(x, t)$.
 L'osservatore è seduto ad un riferimento fisso e inerte e "fotografa" l'intero campo di velocità (o densità, o pressione...) a ciascun istante temporale, senza però avere alcuna impressione relativa al moto delle singole particelle fluide.

PUNTO DI VISTA LAGRANGIANO

La specificazione lagrangiana del moto richiede l'attenzione non più su un determinato volume di controllo, ma sulle singole particelle fluide le proprietà del flusso saranno quindi funzioni delle scelte del particolare elemento fluide, oltre che del tempo t . Scegliendo di identificare le particelle fluide mediante il vettore posizione \vec{x}_0 del suo centro a un certo tempo iniziale t_0 avremo che la sua velocità al tempo generico t sarà esprimibile come $\vec{v} = \vec{u}(\vec{x}_0, t)$.

LA DERIVATA MATERIALE (O SUBSTANTIALE) E IL LEGAME TRA LE DUE COORDINATE

È giusto osservare che l'osservazione possa essere più efficace in un particolare contesto. La derivata euleriana è senz'altro più utile per descrivere il campo di moto nel suo insieme (infatti le eq. di Navier-Stokes sono tipicamente espresse in questo sistema di riferimento).

l'ultimo è il termine di trasporto, in cui $\vec{u} = \vec{u}(\vec{x}, t)$. Tale equazione può agire sia su un generico campo vettoriale $C(x, y)$ come le velocità, che su un generico campo scalare $C(x, t)$ come le densità o le pressioni ed inoltre che una certa proprietà (vettoriale o scalare) di una particella fluide cambia o addirittura il campo in una determinata posizione spaziale, oppure perché le particelle vengano trasportate da un punto dello spazio ad un altro ove il campo ha un valore diverso.

Oltre alle predizioni derivate mediante la "segue" il moto delle particelle fluide è conveniente introdurre, in particolare ai fini delle simulazioni del moto di una fox dispersa all'interno ~~di~~ di un fluido mediante tracciamiento lagrangiano, un'equazione (sempre di tipo lagrangiano), sia d/dt che segue il moto di una particella dispersa come quindi

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \text{ ove } \vec{v}(t) \text{ indica le velocità delle sfere.}$$

EQUAZIONI DI NAVIER-STOKES (de tempo)

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

①

1° metodo - Sistemale (o lagrangiano)

Dato un sistema S sotto ad un certo istante t (posizione iniziale) e una posizione infinitamente vicina $t+dt$.

Il bilancio energetico si scrive:

$$dQ = dL_{fs} + dU^* + dE_c + dE_w + dE_{gr}$$

velocità segue di lavoro e calore

$$dQ = dQ_{cond} + dQ_{conv} + dQ_{irr} \text{ (calore ricevuto dal sistema)}$$

$$dU^* = dU_t + dU_{ch} \text{ (energie interne di tipo termico e chimico)}$$

$$dE_c = m \frac{v^2}{2} \text{ (energia cinetica)}$$

$$dE_w = -\frac{u^2}{2} \quad u = \omega \cdot r \text{ (energie potenziali) SOLO SE IL SISTEMA È NON INERTIALE O È INERTIALE E RUOTA?}$$

$$dE_{gr} = m g z \text{ (energia gravitazionale)}$$

$$dL_{fs} = \int_A \vec{F} \cdot d\vec{s} \quad \text{e} \quad dL_{fs}^3 = d\vec{F} \cdot d\vec{s} \text{ (lavoro delle forze di superficie)}$$

~~Prezioso~~ anche scrivere

$$dQ + dL_{um} = dU^* + p dV \quad \text{dove } p = \text{derivante del flusso}$$

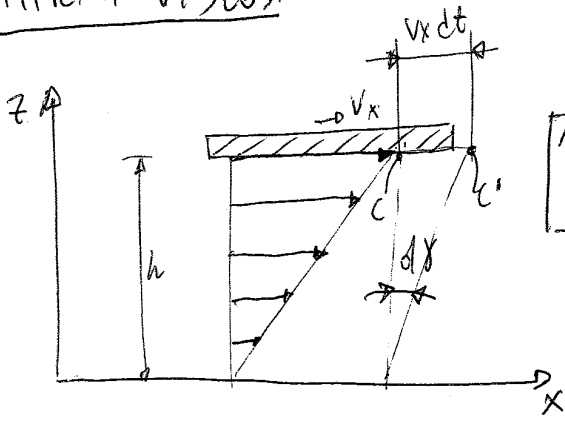
$$p = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3} \quad dL_{um} \text{ è un termine compatto legato alle}$$

viscosità, ai gradienti delle velocità coseno dei piani è positivo

dL_{um} è sempre positivo

(2)

Attriti viscosi



$\mu = \text{viscosità}$
 $\tau = \mu \cdot \frac{\partial v_x}{\partial z}$ (profilo non triangolare esatto)

$\tau = \mu \frac{v_x}{h}$ (profilo triangolare esatto)

$\frac{dx}{h} = \frac{v_x dt}{h} \Rightarrow \frac{dy}{dt} = \frac{v_x}{h} \Rightarrow \boxed{\dot{\gamma} = \frac{v_x}{h}}$

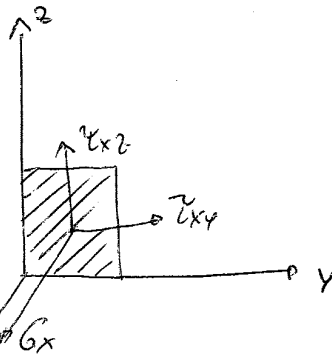
$\Rightarrow \boxed{\tau = \mu \dot{\gamma}}$

Tensore di un fluido

$\underline{\underline{\tau}} = \begin{vmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{vmatrix}$

$\sigma_i =$ sforzi ortogonali alle superficie

in generale $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ (tensore simmetrico)



La forma di \vec{F} che agisce su un elemento A è pari a $d\vec{F} = \underline{\underline{\tau}} \cdot d\vec{A} \Rightarrow$

$\Rightarrow d\vec{F}_s = \int_S \underline{\underline{\tau}} \cdot d\vec{A} \cdot dt$

Se come base xyt si scelgono le direzioni principali

$\underline{\underline{\tau}} = \begin{vmatrix} \sigma_{xp} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yp} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zp} \end{vmatrix}$

L'invariante del tensore è $\sigma_m = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3}$

3

$$\underline{\underline{\tau}} = \underbrace{\begin{pmatrix} \sigma_m & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_m & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_m \end{pmatrix}}_{\underline{\underline{\tau}}_{iso}} + \underbrace{\begin{pmatrix} (\sigma_x - \sigma_m) & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & (\sigma_y - \sigma_m) & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & (\sigma_z - \sigma_m) \end{pmatrix}}_{\underline{\underline{\tau}}_{forme}}$$

$$\underline{\underline{\dot{\Delta}}} = \underbrace{\begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_m & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\epsilon}_m & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\epsilon}_m \end{pmatrix}}_{\underline{\underline{\dot{\Delta}}}_{iso}} + \underbrace{\begin{pmatrix} (\dot{\epsilon}_x - \dot{\epsilon}_m) & \dot{\gamma}_{xy} & \dot{\gamma}_{xz} \\ \dot{\gamma}_{yx} & (\dot{\epsilon}_y - \dot{\epsilon}_m) & \dot{\gamma}_{yz} \\ \dot{\gamma}_{zx} & \dot{\gamma}_{zy} & (\dot{\epsilon}_z - \dot{\epsilon}_m) \end{pmatrix}}_{\underline{\underline{\dot{\Delta}}}_{forme}}$$

Il legame tra sforzi e deformazioni in un fluido viscoso tra i due tensioni collegati alle forme.

$$\underline{\underline{\tau}}_{forme} = -2\mu \underline{\underline{\dot{\Delta}}}_{forme} \Rightarrow \underline{\underline{\tau}} = \underline{\underline{\tau}}_{iso} - 2\mu \underline{\underline{\dot{\Delta}}}_{forme}$$

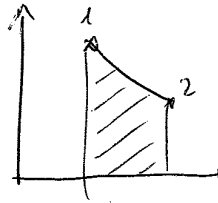
2° PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

$TdS = dQ + dL_{wm} + dL_{wc}$ dove $dL_{tot} = dL_{wm} + dL_{wc}$

Nei casi ideali gli effetti delle viscosità (dL_{wm}) sono nulli come quelli

di attrito (dL_{wc})

Es. turbine e reattori ad alta pressione



è pari a dL_{wm} per $dQ = 0$

dL_{wc} sono nulli

LAVORO RESISTENZE VISCOSI non è equivalente a tutti gli effetti come

quello di superficie dL_{fs} .

~~Resistenze viscosi sono pari a dL_{wm} per $dQ = 0$~~

(E)

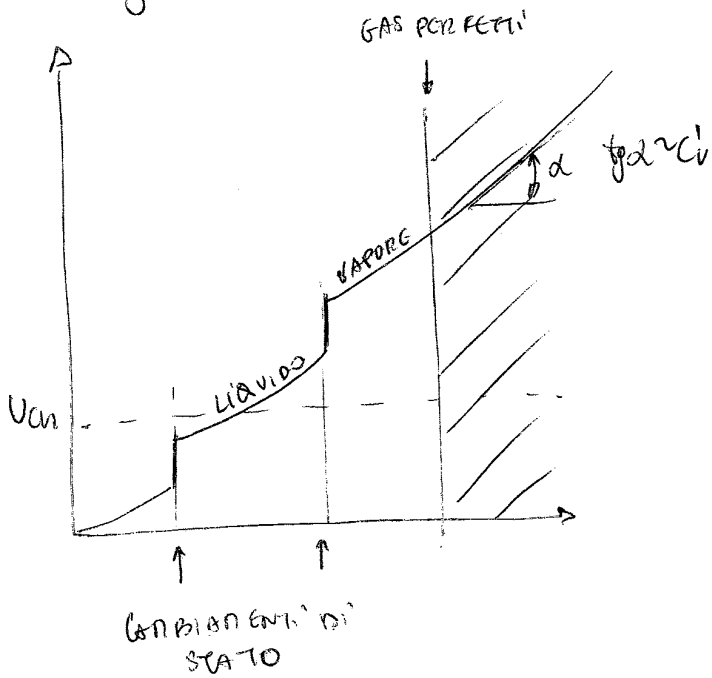
$$\frac{\partial \phi}{\partial L} = L f_s + \Delta U^* + \Delta E_{\text{caricamento}} \text{ per i poteri} \quad \text{e} \quad L f_s + \Delta U^* = 0 \text{ per chi non}$$

$L=0$ $L=0$ $L=0$

o sono spostamenti sul contorno del sistema. $\Delta U^* = 0 \Rightarrow U^* = \text{cost} \Rightarrow$

$$\Rightarrow U_t + U_{ch} = \text{cost}$$

- Disegno l'andamento di U^* al variare di T (combustori)

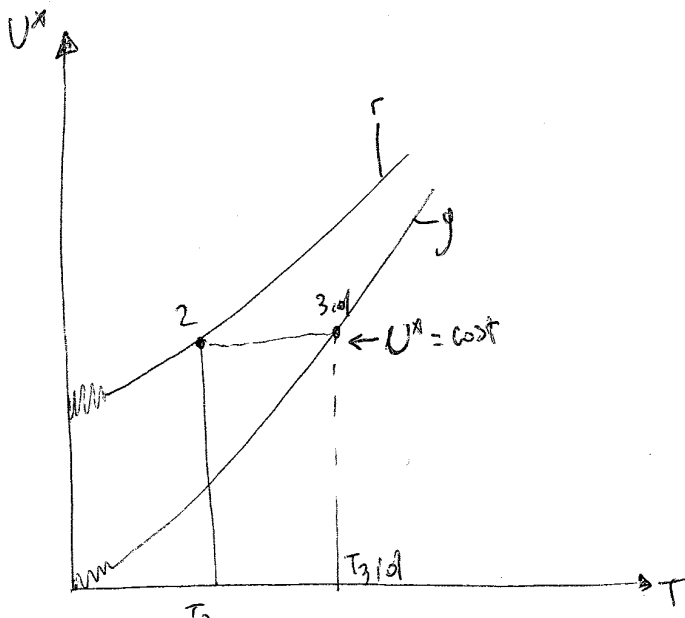


- per i gas perfetti:
 - a) $p v = R T$ con $R = \text{cost}$
 - b) $c_p = c_p(T)$
 - c) $c_v = c_v(T)$

- $d U_t = c_v dt$
- I reagenti hanno una altre energie chimiche indipendentemente dalle temperature.

- Disegnare le curve semplificate dei prodotti e dei reagenti

(le curve dei combustori tendono ad avvicinarsi e quella dei reg.: $c_v > c_p$)

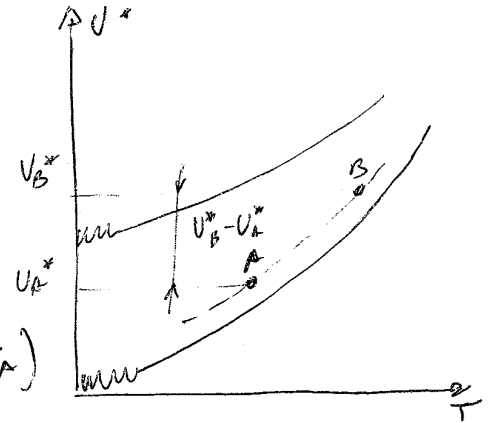


CALCOLO DI U^* TRA PUNTI A PAR' GRADO DI OSSIDAZIONE (stesse linee)

(6)

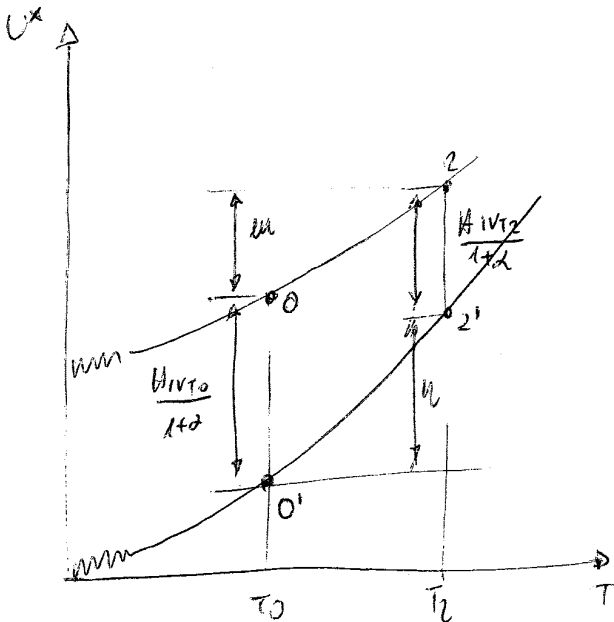
$$U_B^* - U_A^* = (U_{tB} - U_{c/B}) - (U_{tA} + U_{c/A})$$

si elidono perché della
stesso grado di
ossidazione



$$U_B^* - U_A^* = U_{tB} - U_{tA} = \int_A^B dU_t = \int_A^B C_{vm}^u dT = C_{vm}^u (T_B - T_A)$$

VOLEI CALCOLARE H_{ivT_2} CONOSCENDO H_{ivT_0}



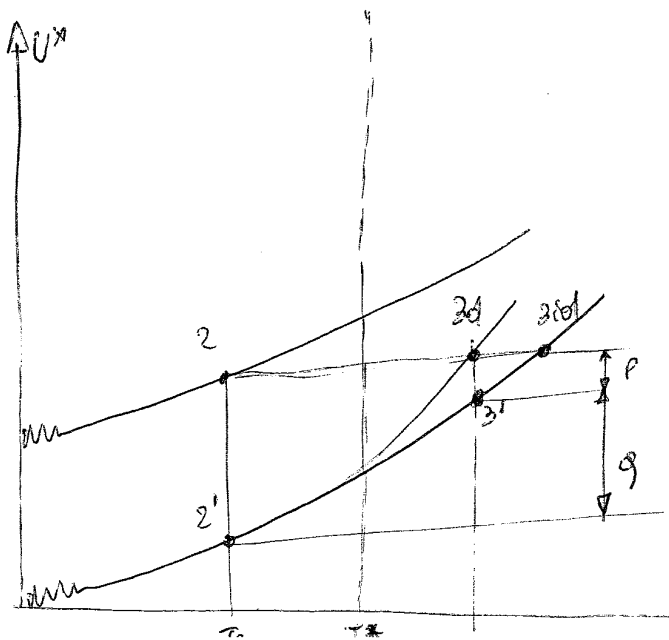
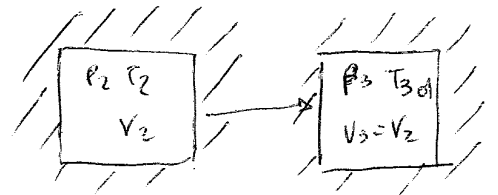
$$\frac{H_{ivT_0}}{1+d} + m = \frac{H_{ivT_2}}{1+d} + n$$

$$m = U_2^* - U_0^* = C_{vm} (T_2 - T_0)$$

$$n = U_{2'}^* - U_{0'}^* = C_{vm}' \left(\underset{T_2}{T_{2'}} - \underset{T_0}{T_{0'}} \right) \text{ se utile usare nell'eq...}$$

$$\Rightarrow \frac{H_{ivT_2}}{1+d} = C_{vm}' (T_{310} - T_2)$$

COMBUSTIONE CON DISSOCIAZIONE ($T_{310} > T^*$)



• $Q = 0, \Delta E_{cwg} = 0$

• $\Phi = L_{fs} + \Delta U^* + \Delta E_{cwg} \Rightarrow \Delta U^* = 0$
 $L=0 \quad L=0 \quad L=0$

• $\frac{H_{ivT_2}}{1+d} = p + q$ con

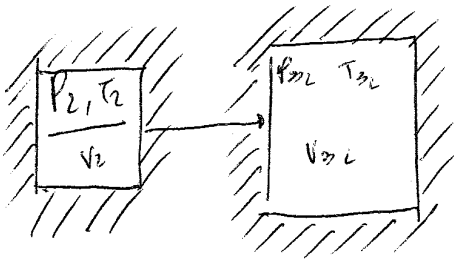
$+ q = U_{3d1}^* - U_{2'}^* = C_{vm} (T_{3d1} - T_2) = C_{vm}' (T_{3d1} - T_2)$

$+ p = k (T_{3d} - T^*)^2$ per $T_{3d} > T^*$ (espressione data)

$\Rightarrow \frac{H_{ivT_2}}{1+d} = C_{vm}' (T_{3d1} - T_2) + k (T_{3d} - T^*)^2$

COMBUSTIONE CON LAVORO SFOGLIO (NO V COSTANTE)

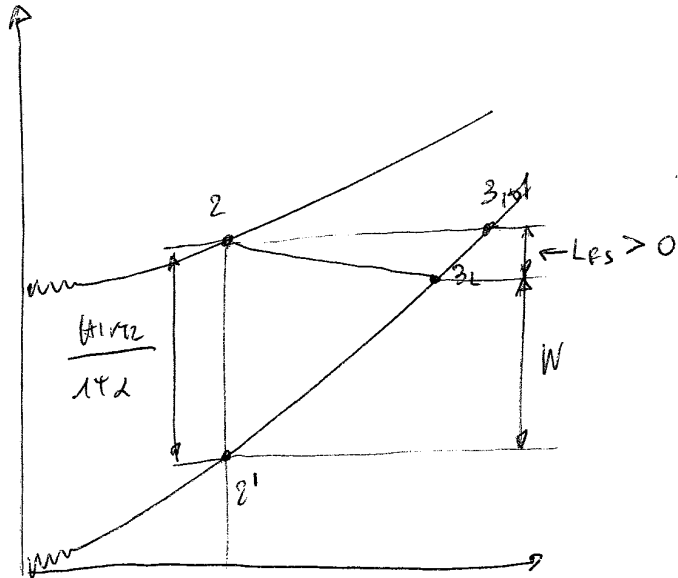
(7)



$$\Phi = L_{fs} + \Delta U^* + \frac{\Delta E}{c_w g_r}$$

$L = 0 \qquad \qquad \qquad L = 0$

$$L_{fs} + \Delta U^* = 0 \Rightarrow \Delta U^* = -L_{fs}$$



$$\frac{h_{1vT_2}}{1+\alpha} = W + L_{fs} \Rightarrow \frac{h_{1vT_2}}{1+\alpha} = c_{v,m} (T_3 - T_2)$$

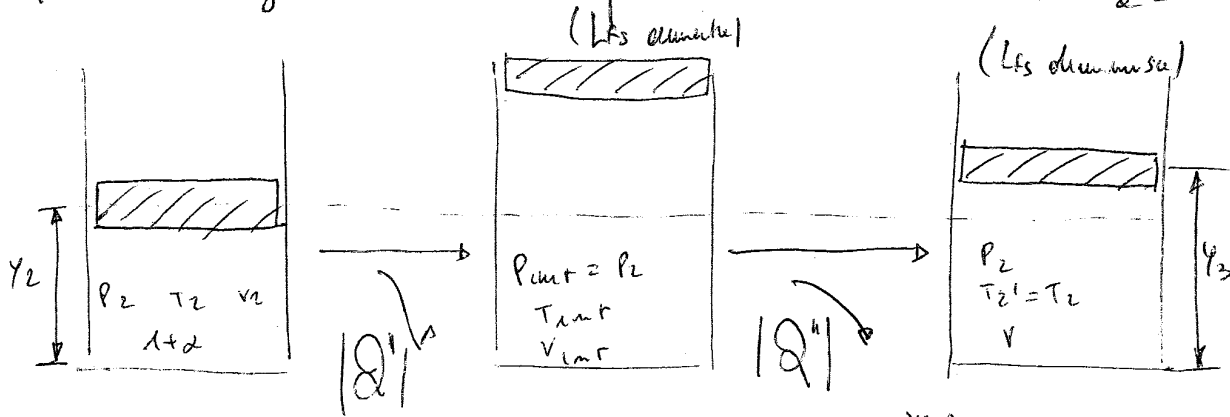
EQUAZIONE GENERALE COMBUSTIONE (a.v = cost)

$$\int_b \frac{h_{1vT_2}}{1+\alpha} = c_{v,m} (T_3 - T_2) + k(T_3 - T^*)^2 - Q + L_{fs} \quad (\alpha \geq d_{st})$$

$$\int_b \frac{\alpha}{b d_{st}} \frac{h_{1vT_2}}{1+\alpha} = c_{v,m} (T_3 - T_2) + k(T_3 - T^*)^2 - Q + L_{fs} \quad (\alpha < d_{st})$$

MISURA DEL POTERE CALORIFICO A P. COSTANTE

- Prendere 1 kg di carbonte e porlo in un cilindro a 5 Tanti



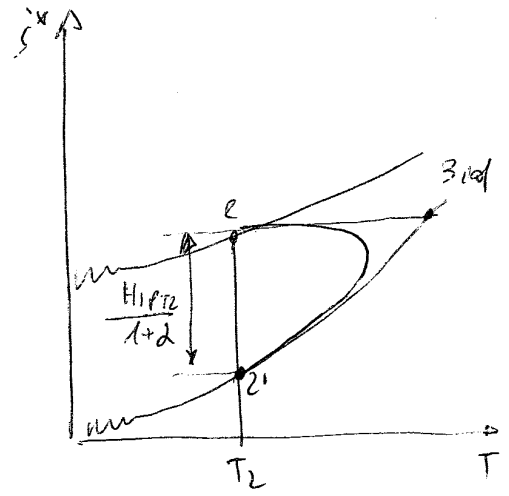
$$H_{1pT2} = |Q'| + |Q''|$$

- Bilancio energetico

$$Q = \Delta i^x + \Delta E_{cwgr}$$

$$-H_{1pT1} = (1+d) \Delta i^x = (1+d) (i_{21}^x - i_2^x)$$

$$\Rightarrow \frac{H_{1pT1}}{1+d} = i_2^x - i_{21}^x \text{ e con } i_2^x = i_{3101}^x \Rightarrow \frac{H_{1pT2}}{1+d} = (i_{3101}^x - i_{21}^x)$$



EQUAZIONE GENERALE (a p. cost)

Lfs non compare perché $\frac{d}{d_{ST}}$ con Reggato

$$\eta_b \frac{H_{1pT2}}{1+d} = C_{P_{lm}} (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^x)^2 - Q \quad (d > d_{ST})$$

$$\eta_b \frac{d}{d_{ST}} \cdot \frac{H_{1pT2}}{1+d} = C'_{P_{lm}} (T_3 - T_2) + K (T_3 - T^x)^2 - Q \quad (d \leq d_{ST})$$

8A

RELAZIONE TRA H_{1,p,T_2} E H_{1,p,T_1}

Nota Pagina 31

Si ottiene lo stesso risultato applicando il Primo Principio nella misura del potere calorifico a volume costante e nella misura del potere calorifico a pressione costante.

Il Primo Principio in forma lagrangiana per unità di massa si scrive come

$$Q = L_{fs} + \Delta u^* + \Delta E_c + \Delta E_o + \Delta E_g \quad (1)$$

Essendo nel caso della misura a volume costante

- $L_{fs} = 0$, non c'è lavoro delle forze di superficie;
- $\Delta E_c \cong 0$, il fluido è fermo sia all'inizio che alla fine della prova;
- $\Delta E_o = 0$, prendendo un sistema di riferimento inerziale;
- $\Delta E_g \cong 0$, in virtù del poco peso del fluido;
- $Q = -H_{1,p,T_2}$, per definizione;

posso scrivere la (1) come

$$-H_{1,p,T_2} = \Delta u^* \quad (2)$$

Passando alle grandezze massiche

$$\frac{H_{1,p,T_2}}{(1+\alpha)} = -\Delta u^* \quad (3)$$

Nel caso di misura a pressione costante, essendo

- $L_{fs} = \Delta(pv)$;
- $\Delta E_c \cong 0$, il fluido è fermo sia all'inizio che alla fine della prova;
- $\Delta E_o = 0$, prendendo un sistema di riferimento inerziale;
- $\Delta E_g \cong 0$, in virtù del poco peso del fluido;
- $Q = -H_{1,p,T_2}$, per definizione;

Posso scrivere la (1) come

$$-H_{1,p,T_2} = \Delta i^* \quad (4)$$

Passando alle grandezze massiche

$$\frac{H_{1,p,T_2}}{(1+\alpha)} = -\Delta i^* \quad (5)$$

Osserviamo che, essendo le condizioni di inizio e di fine prova uguali sia per la misura del potere calorifico a pressione costante che per la misura del potere calorifico a volume costante, la

variazione di energia interna è uguale nelle due prove. Indicando con pedice v le grandezze relative alla prova a volume costante e con pedice p le grandezze relative alla prova a pressione costante

$$\Delta u_v^* = \Delta u_p^* \quad (6)$$

Possiamo dunque riscrivere la (5) come

$$\frac{H_{1,p,T_2}}{(1+\alpha)} = -\Delta u_v^* - \Delta(pv) \quad (7)$$

Sostituendo nella (3) il Δu_v^* che si ottiene dalla (7) ottengo

$$\frac{H_{1,p,T_2}}{(1+\alpha)} = \frac{H_{1,p,T_2}}{(1+\alpha)} - \Delta(pv) \quad (8)$$

Dall'equazione di stato dei gas perfetti, ottengo

$$\frac{H_{1,p,T_2}}{(1+\alpha)} = \frac{H_{1,p,T_2}}{(1+\alpha)} - (R' - R)T_2 \quad (9)$$

accelerata. Tra minimo e fine trasformazione $\Delta E_u = \Delta i^* - \Delta(TeS)$

Le massime variazioni di energia utilizzabile è legata al massimo lavoro ottenibile. Significa che L_{max} ottenibile da 1kg di combustibile è

circa $\boxed{L_{max} \approx H_{ipr}}$

Rendimento di un motore alternativo

$$\eta_u = \frac{P_u}{\dot{m}_b \cdot H_{ipr0}} \quad \text{oppure} \quad \eta_u = \frac{L_u}{H_{ipr0}}$$

TURBINE A VAPORE

$L_i = U_1 c_{u1} - U_2 c_{u2}$ dove

C_0 = velocità con cui entra nel distributore (nella σ kes)

C_2 = velocità dopo l'espansione (entro nelle palette)

C_2 = velocità uscente girante

U_1 = ~~velocità~~ velocità periferica

U_2 = velocità periferica

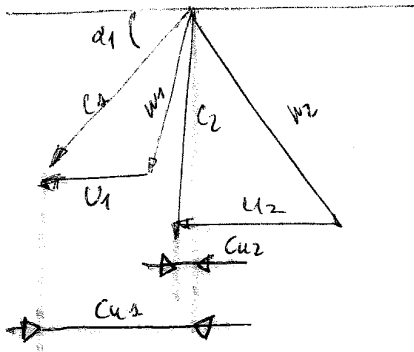
W_1 = (sovrapposizione U_1 e C_1 all'uscita del distributore)

o velocità con cui la girante deve ricevere il flu

W_2 = (e palette delle girante impongono la direzione)

C_{u1} e C_{u2} = componenti tangenziali secondo le direzioni

U_1 e U_2 delle velocità assolute C_1 e C_2



1° metodo per L_i

$L_i = U_1 C_{u1} - U_2 C_{u2}$

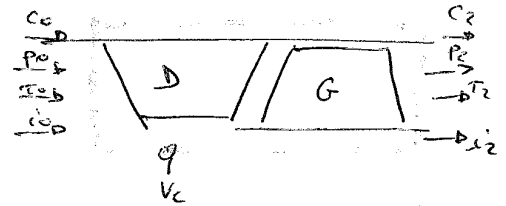
Pochissime giranti: $L_i > 0$ e fornito dall'esterno

2° metodo L_i

1° principio (locale)

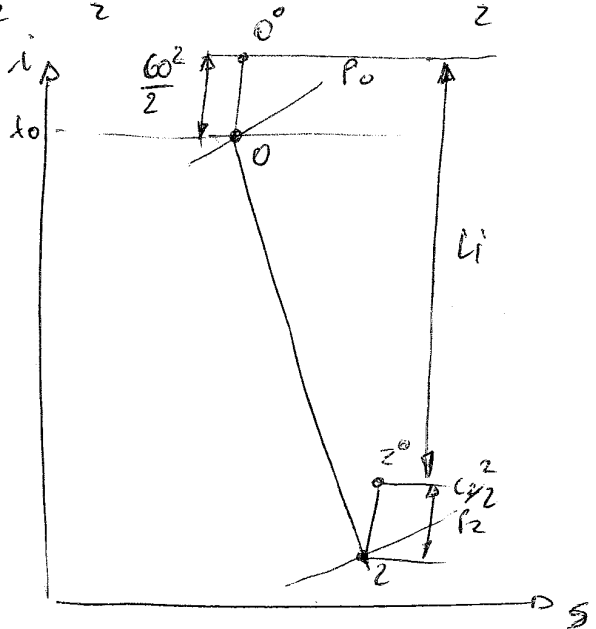
$\Phi = L_i + \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{pr}$
(invarianti)

trascurabile
 (potenziale notevole, flusso costante) $\Rightarrow \Phi = \frac{Q}{\dot{m}} = 0$



$\Rightarrow L_i = -\Delta i - \Delta E_c = (i_0 - i_2) + \frac{C_0^2}{2} - \frac{C_2^2}{2}$ dove $i^0 = i + \frac{C^2}{2}$

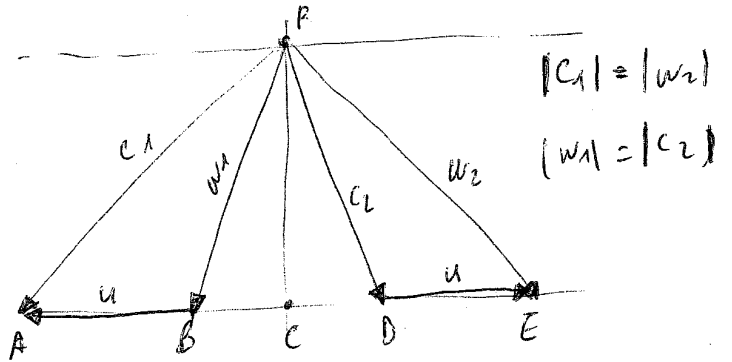
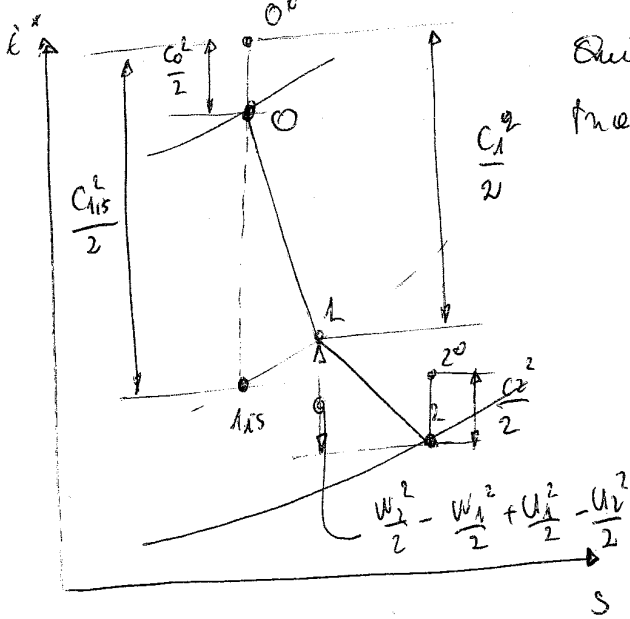
allora $L_i = i_0^0 - i_2^0 = \Delta i^0$



TURBINE A REAZIONE

(Si presenta per una (radiale))

Qui non si fa le palette simmetriche ma il triangolo speculari in forma e direzione

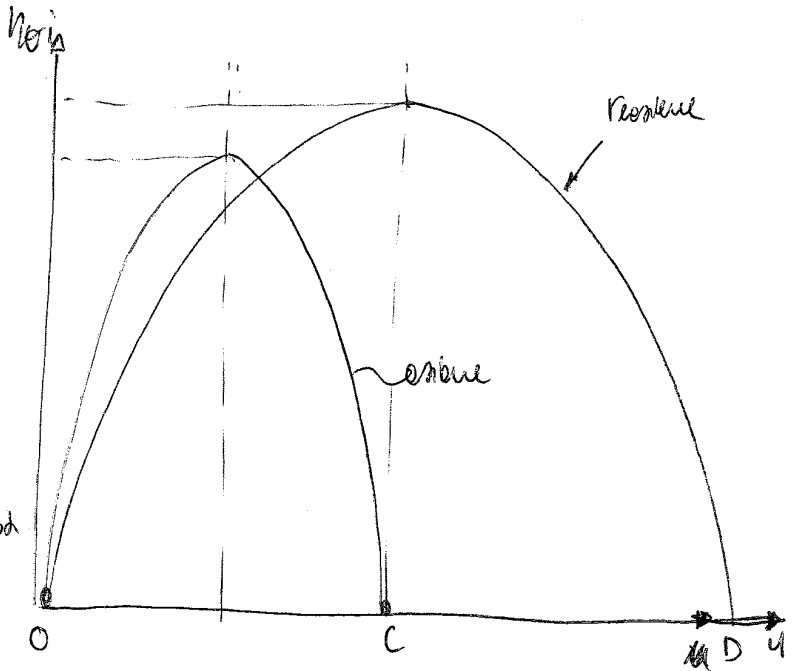
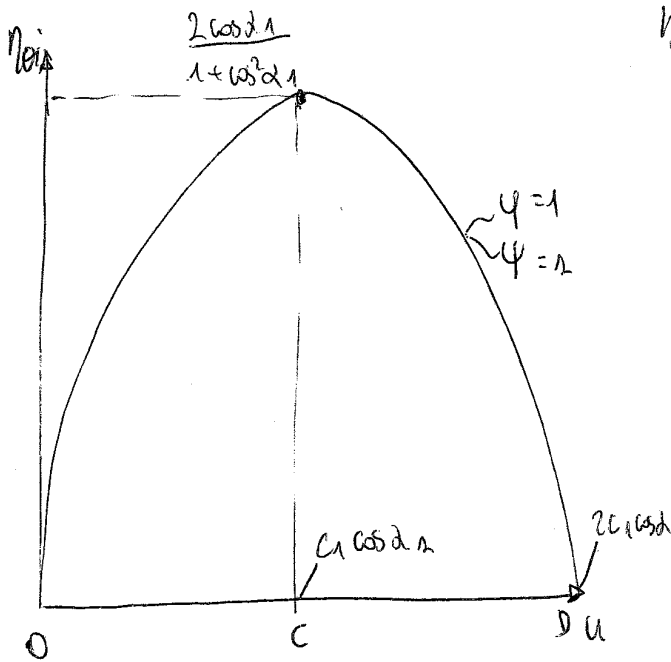


GRADO DI REAZIONE (composizione delle distribuzioni tra distributore e girante)

$$X = \frac{\Delta i_{isg}}{\Delta i_{isol} + \Delta i_{isg}} \quad \text{ed} \quad R = \frac{\Delta i_g}{\Delta i^o} = \frac{\Delta i_g}{L_i}$$

Solo entalpia totale delle macchine

RENDIMENTO TURBINE A REAZIONE E CONFRONTO (IDEALE) DEI RENDIMENTI



PERDITE

- Se hanno perdite all'imbocco del distributore, ~~per~~ lungo lo stesso e lungo la girante.
- Se perdite lungo il distributore sono perdite legate alle velocità con cui si muove nel distributore. Sono proporzionali a $\frac{C_{0r}^2}{2}$ oppure $\frac{C_r^2}{2}$ se si trovano di stati intermedi.
- Se perdite all'imbocco del distributore delle macchine e reazioni sono le metà circa di quelle all'imbocco delle macchine al vapore.

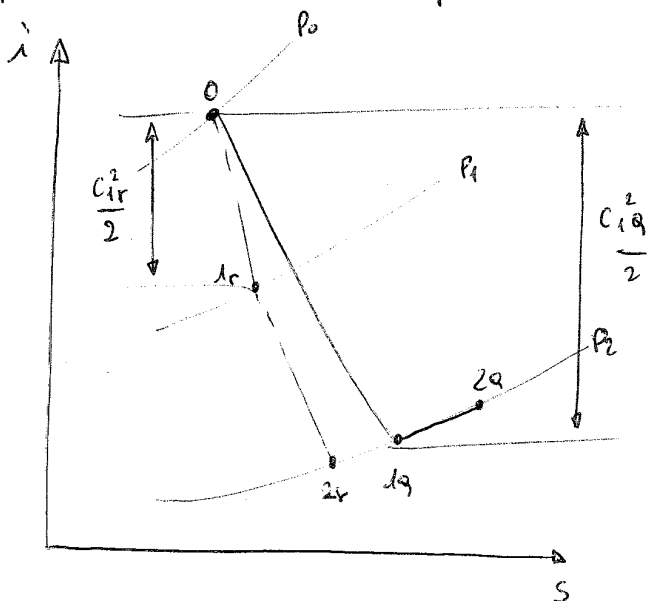
$$\frac{(C_{1r})^2}{2} \approx 0,15 \frac{(C_{1a})^2}{2} \rightarrow C_{1r} \approx 0,17 C_{1a}$$

- Se perdite all'imbocco delle giranti sono proporzionali a $\frac{w_r^2}{2}$, da macchine e reazioni che le w più piccole circa del 70% e le perdite sono quindi:

diminuite $\frac{w_r^2}{2} \approx \frac{1}{2} \frac{w_{1a}^2}{2}$

• $U_r > U_e \rightarrow U_r \approx 1,4 U_e$

• Se macchine e reazioni ha rendimenti migliori, ~~esse stesse in vertice e di conseguenza~~ ~~perché le perdite sono proporzionali alle velocità e le perdite più alte saranno circa le metà.~~



$P_b - H_0 \approx 0$ come su 2 pelli e bava

$$\frac{C_b^3 - C_a^3}{2} \approx 0$$

Leggato alla di grandi praticamenteria fatto negli impiecamentero di questa

$$(L_p - L_{wmp}) = L_{wma-1} + L_{wm-2-b} + g(H_0 - H_0)$$

$g H_0$

$$g H_0 = g(H_0 - H_0) + L_{wma-1} + L_{wm-2-b}$$

$$H_0 = (H_0 - H_0) + \gamma_{a-1} + \gamma_{b-1}$$

o praticamenteria γ_{a-1} e γ_{b-1} perdite circuito esterno

$$H_0 = H_0 \pm \gamma_a$$

H_0 e praticamenteria verificata dai circuito esterne

He circuito esterne



Circuito chiuso
vasca di espansione, manometrico coibentato, da p nel circuito

$S_1 \rightarrow$ caldaia

$S_2 \rightarrow$ termocisterna

La pompa serve a far circolare il fluido

$$L_p = \frac{P_b - P_a}{\rho g} + \frac{C_b^3 - C_a^3}{2g} + g(z_b - z_a) + L_{wmp} + L_{wmt}$$

tutte moltiplicare a e b

come coincidenti

offerta: $L_p = L_{wmt} = L_{wmp} + L_{wm-2}$

$$(L_p - L_{wmp}) = L_{wmt}$$

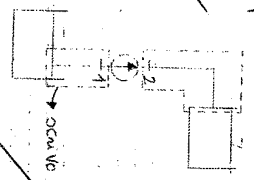
perdita unitaria alla pompa

$$g H_0 = L_{wmt} \quad H_0 = \frac{L_{wmt}}{g} = \gamma_a$$

$$H_0 = \gamma_a + d Q^2$$

89

Impianto di sollevamento



$$H_2 = \frac{P_2}{\rho g} + \frac{C_2^3}{2g} + z_2$$

$$H_1 = \frac{P_1}{\rho g} + \frac{C_1^3}{2g} + z_1$$

$$H_0 = \frac{P_2 - P_1}{\rho g} + \frac{C_2^3 - C_1^3}{2g} + (z_2 - z_1) = H_2 - H_1$$

ocaso se lo pompino per queste volume di condiziona:

$$L_p = \frac{P_2 - P_1}{\rho g} + \frac{C_2^3 - C_1^3}{2g} + (z_2 - z_1) + L_{wmp-a-1}$$

non fa da pompa nel volume di condiziona. fa a ad γ_a

$$H_0 = \frac{P_2}{\rho g} + \frac{C_2^3}{2g} + z_2$$

$$0 = g(H_1 - H_0) + L_{wmp-a-1}$$

$$g(H_0 - H_1) = L_{wmp-a-1} \rightarrow da @ a 1 su perde$$

$$H_0 - H_1 = \frac{L_{wmp-a-1}}{g} = \gamma_{a-1}$$

L_{wmp} convertito in metri di giacere

2° Volume di condiziona a b:

$$H_2 - H_1 = \frac{L_{wmp-2-b}}{g} = \gamma_{b-1}$$

1° Volume di condiziona a b:

un regime turbolento γ_a e γ_b preferenziosi di quadrato della

condiziona un unico volume di condiziona, da a a b

questa volta comparando da pompa, quindi L_p

$$L_p = \frac{P_2 - P_1}{\rho g} + \frac{C_2^3 - C_1^3}{2g} + g(z_2 - z_1) + L_{wmp}$$

$$g(H_0 - H_0) = L_{wmp-a-1} + L_{wmp-2-b} + L_{wmp}$$

$$L_p = g(H_0 - H_0) + L_{wmp-a-1} + L_{wmp} + L_{wmp-2-b}$$

da più volume

tabella (quadrato + velocità + pressione) tra a e b

da più volume

tabella (quadrato + velocità + pressione) tra a e b

88

PROBLEMI DI RITATA A INIZIO ~~ES~~ ESPANSIONE

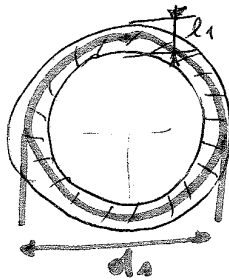
Per problemi strutturali le prime espansione si fa in modo che $(i_0 - i_1)$ sia il più alto possibile. Si espande molto nel primo distributore per abbassare la temperatura del livello T_0 e T_1 più basso. Questo perché la girante è un organo critico e livello strutturale.

Eq. di potenza:
$$u_{11} = \xi \cdot \underbrace{\pi d_1 l_1}_{\text{area}} \cdot c_{1e} \sin \alpha \cdot \rho_1$$

dove c_{1e} = velocità esale
 l_1 = lunghezza palette
 d_1 = diametro girante e punto medio

Se $\frac{l_1}{d_1} \ll 1$, $A_1 = \pi d_1 l_1$

ξ = coeff. di ingombro = 0,95 ÷ 0,96 (pale)



- $\pi d_1 l_1$ deve essere piccola perché ρ e c_1 sono molto alte

- $P_a = u_1 L_1 \rho_0$ dove L_1 collegato all'espansione complessiva

- $u_1 = \pi d_1 n$ fissato per dati collegati e c_1

- $d_1 > 50-60 \text{ cm}$

- ρ non controllabile

- c_1 alte per abbassare la temperatura ($i_0 - i_1 = \frac{c_1^2}{2} \Rightarrow c_1 \approx 600 \div 700 \text{ m/s}$)

⇒ solo l_1 è calcolabile attraverso l'eq. di potenza.

⇒ l_1 calcolato = 1 ÷ 2 mm. Questo nelle realtà non è possibile.

Tra le palette e lo stator si deve lasciare un gioco ρ_1 di 0,25 mm. Con questi rapporti fra l_1 e ρ_1 , le perdite in portante di rendimento è del 25% fino al 50%

⇒ Per questo le soluzioni sono le macchine ad azione.

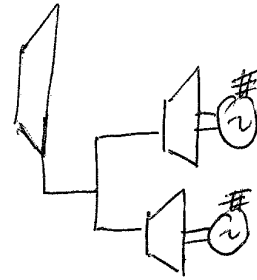
PROBLEMI DI FINE ESPANSIONE

- ep. di potenza riferite all'ultimo stadio

$$P_i = \eta \tau \lambda_k L_k C_k \sin \alpha_k J_k$$

- J_k bossa

- C_k può essere deviare



Ma alcuni possono venire fuori valori di λ_k ed L_k che superano i limiti

- cioè solo un rimedio: si sostituisce la potenza su due o più turbine, ognuna con il proprio alternatore.

- Si può partire con turbine ad asse - Poi ad un certo punto può essere per l'espansione turbine ad A & R è indifferente. Lavorano per lo più R perché superati i suoi problemi risulta migliore.

- Nel re idraulico si prende la $c_1 d$ e la si ribatte dall'altro lato senza espansione. $|c_1 d| = |c_2 d|$

- In fase meccanica si deprime si espande, poi si converte un po' di lavoro, si cura di recuperare l'en. cinetica il più possibile ma si deve espandere.
 - Ottengo lo stesso lavoro di uno stadio singolo e poi c_1 e d_1

RESPECTO A UNO STADIO UNICO QUESTA MACCHINA È UGUALE, DIVERSA O PEGGIORE?

Le macchine si equivalgono perché $\eta = \eta = 1$. Le macchine hanno pari prestazioni in termini di lavoro sia di rendimento - le macchine espandono tutte e due alle stesse pressioni minime e alle stesse pressioni finali.

PRODOTTA PER INDIVIDUARE CHE IL LAVORO È IDENTICO (AT. EX.)

DIMOSTRAZIONE 1

- le espansioni sono identiche: da p_0 e p_2 si espande isentropicamente fino al punto 2'is che coincide con 1s, che coincide con tutti i punti finali.

- l'en. cinetica è l'unica perdita con $\eta = \eta = 1$ ed è pari a $\frac{c_2^2}{2}$

$$\frac{(c_2 d)^2}{2} = \frac{(c_2 s)^2}{2}$$

~~non disegnare i diagrammi~~

- sovrapprendo i diagrammi, queste relazioni sono uguali.

- le macchine hanno perdite uguali e in virtù di tutto ciò hanno lo stesso lavoro e rendimento

$$\Rightarrow L_1 = \text{cost} \text{ e } \eta_{01} = \text{cost} \text{ (con } \eta = \eta = 1)$$

DIMOSTRAZIONE 2

• DOPPIO STADIO
 Le macchine motriche $\Rightarrow L_1 = u c_{u1} - u c_{u2}$ (con u uguali) $L_1 = u (c_{u1} - c_{u2})$

- Li primo stadio: $c_{u1} - c_{u2} = \overline{AF} = \theta \Delta = \theta u d \Rightarrow L_{11} = u \theta \theta u d = \theta u \theta^2$

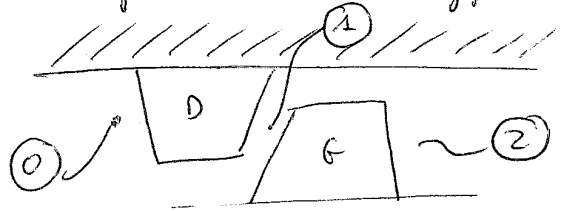
- Li secondo stadio: $c_{u1} - c_{u2} = \overline{EN} = 2\Delta = 2u d \Rightarrow L_{12} = 2u d^2$

$$L_1 d = L_{11} + L_{12} = 8u d^2$$

STERGOLA N ENTO DELLE PALETTE

Non si può pensare di fare un unico angolo della velocità su tutte le ~~semplici~~ palette. Le α può essere uguale, ma non le u (velocità periferica). Esiste un angolo diverso da reppo a reppo. Si considerano le palette non più come forme solide e frangibile reppo. Ci si pone il problema di come fare le palette nella maniera migliore affinché si abbiano buone prestazioni e tutti i reppi.

CONDIZIONI IMPOSTE PER LE MIGLIORI PRESTAZIONI



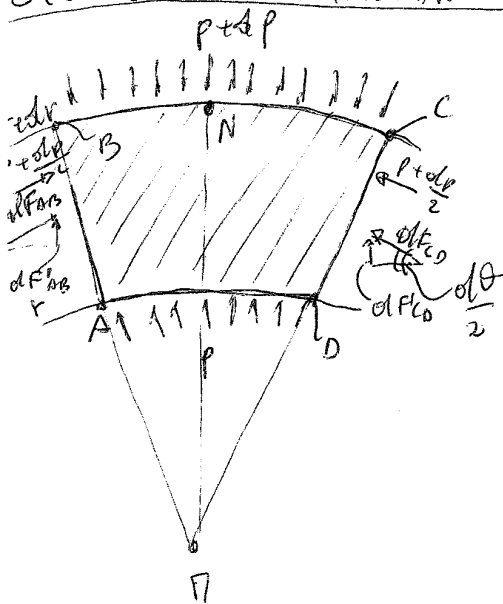
1) $i = \text{cost}$ al variare di $r \Rightarrow L_i = \text{cost}$

2) $s = \text{cost}$ " " " $\Rightarrow L_{um} = \text{cost}$ e $\eta_c = \text{cost}$

3) $C_r = 0$ (velocità radiale: il fluido non si sposta da un reppo all'altro lungo tutto l'arco d'angolo (uniforme)) \Rightarrow radialmente ogni elemento è in equilibrio tra le pressioni e le forze centrifughe. $\Rightarrow C_r = 0$ vuol dire che non esiste accelerazione lungo il reppo.

1+2) $\Rightarrow p_2 = \text{cost}$

STUDIO DELL'EQUILIBRIO RADIALE ALL'ELEMENTO (profondità unitaria)



pressioni:

- dall'interno \rightarrow forze: $\bullet \overline{AO} \quad p \cdot r d\theta \cdot 1$
- dall'esterno \rightarrow $\bullet \overline{BC} \quad (p+dp) (r+dr) d\theta \cdot 1$
- su CD (idem AB) \rightarrow $\bullet \overline{DC} \quad dF_{CO} = (p + \frac{dp}{2}) dr \cdot 1$

$$dF'_{CO} = dF_{CO} \cdot \frac{dr}{r} =$$

$$= (p + \frac{dp}{2}) dr \cdot \frac{dr}{r}$$

$$dF'_{AB} = dF'_{CO}$$

• Vediamo quanto vale $\frac{cu^2}{r} + \frac{cu \frac{dcu}{dr}}$

$$\frac{d(Cur)^2}{dr} = \frac{d(cu^2 \cdot r^2)}{dr} = cu^2 \cdot 2r + 2cu \frac{dcu}{dr} \cdot r^2 \Rightarrow \frac{d(Cur)^2}{dr} = 2r^2 \left(\frac{cu^2}{r} + cu \frac{dcu}{dr} \right)$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{cu^2}{r} + cu \frac{dcu}{dr} = \frac{1}{2r^2} \cdot \frac{d(Cur)^2}{dr}} \quad (7) \text{ con le (6) } \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{1}{2r^2} \cdot \frac{d(Cur)^2}{dr} + d\left(\frac{ce^2}{2}\right) = 0} \quad (8) \text{ che ha ^{due} soluzioni che è } \begin{cases} cu \cdot r = cost \text{ di valore di} \\ ce = cost \quad " \end{cases}$$

dette eq. del vincolo libero.

• oppure

da (6) suppongo subito una possibile soluzione $\begin{cases} cu \cdot r = cost \\ ce = cost \end{cases}$ verificata come:

- se $ce = cost$, $ce \frac{dce}{dr} = 0 \Rightarrow \frac{cu^2}{r} + ce \frac{dcu}{dr} + cu \frac{dcu}{dr}$

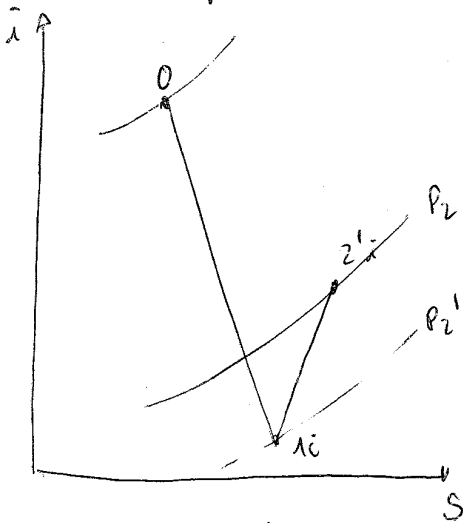
- $cu \cdot r = cu \cdot r^2 \Rightarrow \frac{cu^2 \cdot r^2}{r^3} + \frac{cu \cdot r^2}{2} \frac{d}{dr} \left(\frac{cu \cdot r^2}{r} \right) = \frac{cu^2 \cdot r^2}{r^3} + \frac{cu \cdot r^2}{r} \cdot \frac{dcu}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) =$

$-\frac{1}{r^2} \cdot cu$

è sufficiente che le (6) ammetta le $\begin{cases} cu \cdot r = cost \\ ce = cost \end{cases}$ come soluzioni.

- Possiamo fare un mezzo di onore della p^(P2) costanti. Basta scegliere la velocità in onore delle frontiere, perché lo saranno sempre per tutto il viaggio e di conseguenza passeremo allo stadio successivo pressione fissa
- Nelle piante alle radici (R < 0) più espandere che molto le C₁, w₁ e le ~~velocità~~ fluitate per tutto alle piante, così come le piante distribuite nelle piante (ci hanno piante superiori e quelle altre). Nello schema è rappresentato presso così

N.B. le compressioni.



- calcolo grado di reazione.

- (Chiusura le girante in un V_i) $R = \frac{\Delta i_g}{L_i}$ Bilancio (uso il sistema rotante):
 velocità relative visto che il sistema è rotante

$$L_{i0} = L_{i0} + \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr}$$

(il sistema è rotante, non ha lavoro, perché fissa)

$$\Rightarrow i_2 - i_1 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} - \left[\frac{w_2^2}{2} + \frac{w_1^2}{2} \right] = 0$$

$L_{i0} \quad L_{i0} \quad w_2 \neq w_1$

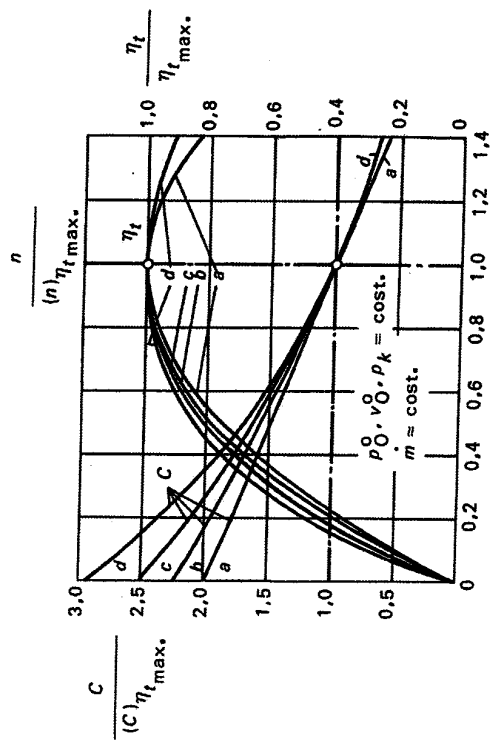
$$\Rightarrow \Delta i_g = i_1 - i_2 = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}$$

- Bilancio (per X, Y, Z in media) $\Rightarrow \Phi = L_i + \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{gr} \Rightarrow L_i = (i_1 - i_2) + \frac{C_1^2}{2} - \frac{C_2^2}{2}$

$$\Rightarrow R = \frac{\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}}{\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} + \frac{C_1^2}{2} - \frac{C_2^2}{2}}$$

N.B. Nei compressori abbiamo un cambio di compressione $L_c = -L_i$

Diagrammi di Kreuter - Caratteristiche meccanica
turbine assiali
dati sperimentali



RENDIMENTO INTERNO O TERMODINAMICO (η_0) per le turbine è il rapporto del lavoro

ottenuto, al lavoro ottenibile da un'espansione priva di perdite che si indaga fra le stesse pressioni estreme delle ruote e pertanto delle stesse temperature (o dello stesso titolo se si trattasse di vapore saturo); per motori alternativi invece, il rapporto fra il lavoro ottenuto ed il lavoro ideale dell'intero ciclo. Ii rendimenti termodinamici si distinguono in valore utile o effettivo (η_{ue}) ed un valore reale (η_{or}) secondo che il lavoro "ottenuto" indicato nelle loro definizioni è l' L_u delle definizioni precedenti o è l' L_i . Si parla anche di rendimento termico ideale (η_{t0}) e di rendimento limite (η_{li}) con riferimento e processi più o meno ideali. Il primo diffonde del secondo, quando il fluido motore è un gas, perché viene ridotto in base alle ipotesi che propriete fisiche di un gas ideale.

Dalle definizioni si deduce che $\eta_{ue} = \eta_{li} \eta_{or} \eta_0$

CONSUMO SPECIFICO DI CALORE (q_c) è la quantità di calore che il fluido riceve nel generatore

per produrre l'unità di lavoro. Inoltre $q_c = 1/\eta_{ue}$

invece relazione vale perché q_c venga limitato come rapporto di energie misurate con le stesse unità; ad esempio kcal (termiche) per ogni kcal (meccanica) ottenuta. Nelle pratiche si preferisce scegliere come unità di lavoro meccanico il kWh o il CVh. In questo caso per avere il consumo specifico di calore bisognerà moltiplicare il reciproco del rendimento per l'equivalente in kcal del kWh e del CVh, che sono rispettivamente 860 e 632 ottenendo le formule:

$$q_c = \frac{860}{\eta_{ue}} \frac{\text{kcal}}{\text{kWh}} \quad \text{ovvero} \quad q_c = \frac{632}{\eta_{ue}} \frac{\text{kcal}}{\text{CVh}}$$

CONSUMO SPECIFICO DI COMBUSTIBILE (q_b) è la quantità di combustibile spesa per

produrre l'unità di lavoro. Esso è legato al consumo specifico di calore ed al rendimento η_g dell'impianto dalle relazioni:

$q_b = q_c / \eta_g$; $q_b = 1 / (\eta_{ue} \eta_g)$ dove η_g è il potere calorifico inferiore del combustibile. Anche in questo caso l'uso delle unità kcal/kg, per η_g ed il kWh o il CVh per il lavoro ottenuto porta: $q_b = 860 / (\eta_{ue} \eta_g)$ e $q_b = 632 / (\eta_{ue} \eta_g)$

• $n_y = \frac{L_i}{LW + L_i}$ è detto rendimento idraulico: espone il rendimento (interesse delle turbine

se il fluido fosse incompressibile (liquido)

NOTAZIONI

• COEFFICIENTE DI PORTATA $\varphi = \frac{W_r^n}{u^n}$ dove W_r^n rappresenta residual di W^n
 [psi]

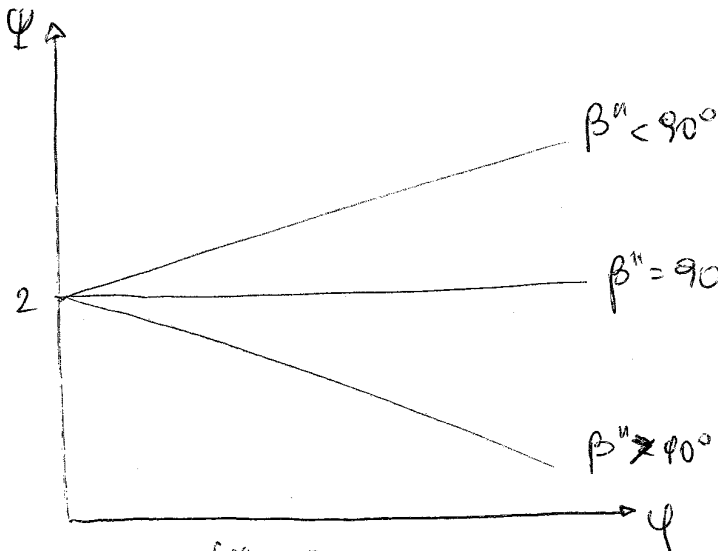
• COEFF. DI PRESSIONE O DI LAVORO $\Psi = \frac{L_c}{\frac{(u^n)^2}{2}}$
 [psi]

• COEFF. DI PERDITA $\xi = \frac{L_{wm}}{(u^n)^2} \cdot 2$ [psi] [do non confondere con il coeff. di ingombro di ξ]

• GRADO DI REFFIONE $X = \frac{\Delta i_{iss}}{\Delta i_{isp} + \Delta i_{isa}}$ e $\tau = \frac{c p t_1}{\frac{(u^n)^2}{2}}$
 [chi] [tau]

• RENDIMENTO IDRAULICO (COMPRES.) $\eta_{yc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} = \frac{\Psi - \xi}{\Psi}$
 [eta]

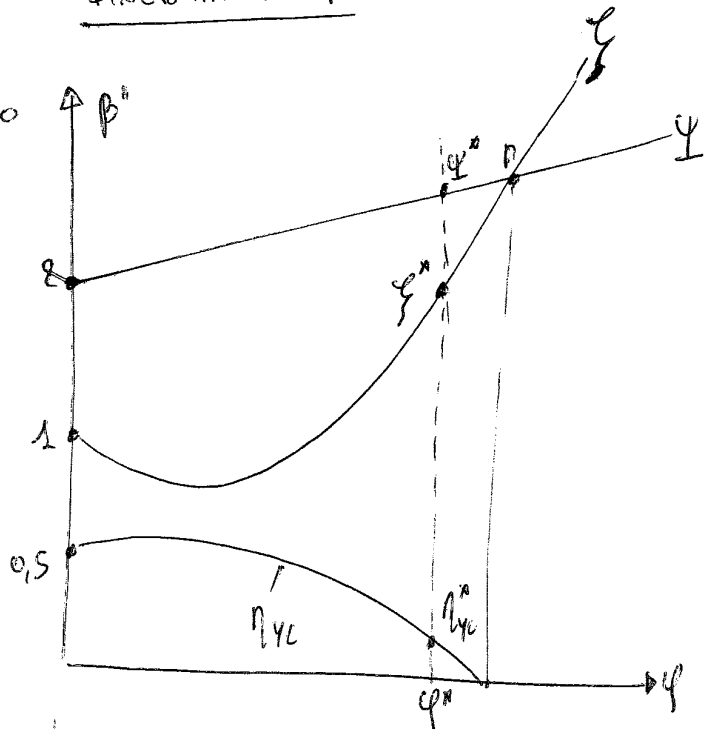
DIAGRAMMA COEFF. DI PORTATA (φ) - COEFF. DI PRESSIONE (Ψ)



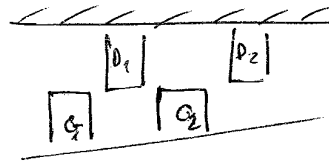
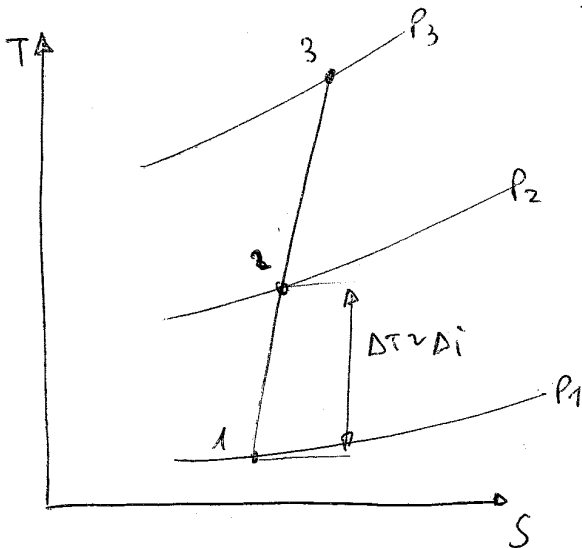
Quando $\varphi^n = \text{cost}$ $\left\{ \begin{array}{l} \Psi = \text{cost} \\ \xi = \text{cost} \\ \eta_{yc} = \text{cost} \\ X = \text{cost} \end{array} \right.$
 Triangoli unitari di velocità sono simili

• Due compressori con lo stesso $\varphi^n = \text{cost}$ ~~hanno~~
 hanno β^n e τ dello stesso valore in scala

DIAGRAMMA $\beta^n - \varphi$



CON PRESSORI ASSIANI



- Sono molti stadi, raramente sei,
- Forme di compressione molto piccole. Funzionano per β piccolo e l'incremento di pressione modesto.
- ~~Il~~ ~~fluido~~ diminuisce perché il fluido è via via più denso (mole

GRADO DI REAZIONE

è via via più denso (mole trasportate è costante)

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

Armonizzazione (chiede all'esame)

1) (Chiediamo se funziona con un Vc) Nel bilancio uo il sistema rotante

$$\Phi_{L=0} = \frac{L}{e} = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{p_r} \Rightarrow i_2 - i_1 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} - \frac{u_2^2}{2} + \frac{u_1^2}{2} = 0$$

(il sistema è rotante, non ho lavoro. Elettr. fine)

uo la velocità relativa visto da il sistema è rotante.

$$\Rightarrow \Delta i_g = i_1 - i_2 = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}$$

2) Bilancio (per x, y, z inerte)

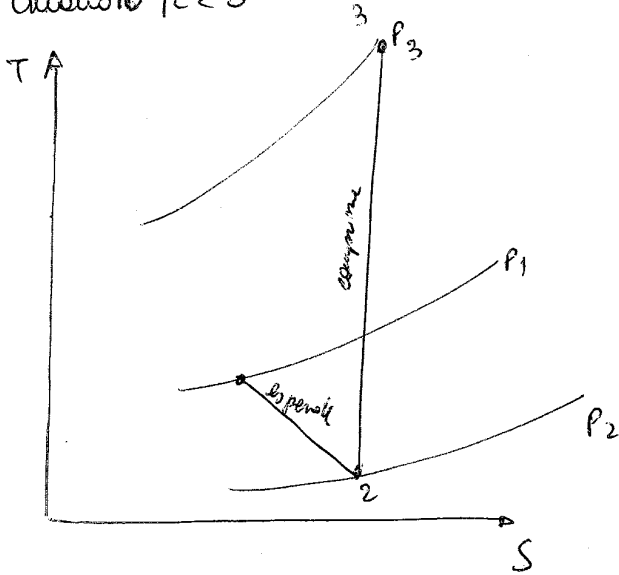
$$\Phi + L_c = \Delta i + \Delta E_c + \Delta E_w + \Delta E_{p_r} \Rightarrow L_c = (i_2 - i_1) + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}$$

COMPRESSORI VS TURBINE

C.V. di

de due macchine non hanno nulla in comune e non per le pressioni delle stampanti delle palette. Però nei compressori (conosci?) vengono stampate in tutti gli stadi, nelle turbine il motivo per cui ciò viene fatto è per la stabilità del flusso (nelle turbine questo fatto non sussista). Una corrente fluida in fase di espansione tende a rimanere tra certe abbastanza stabilizzate alle parti che limitano e indirizzano l'espansione (turbine). In fase di compressione invece, il distacco di vena può avvenire. In questo è bene adattare le forme delle palette alle direzioni del flusso.

Quasi $R < 0$

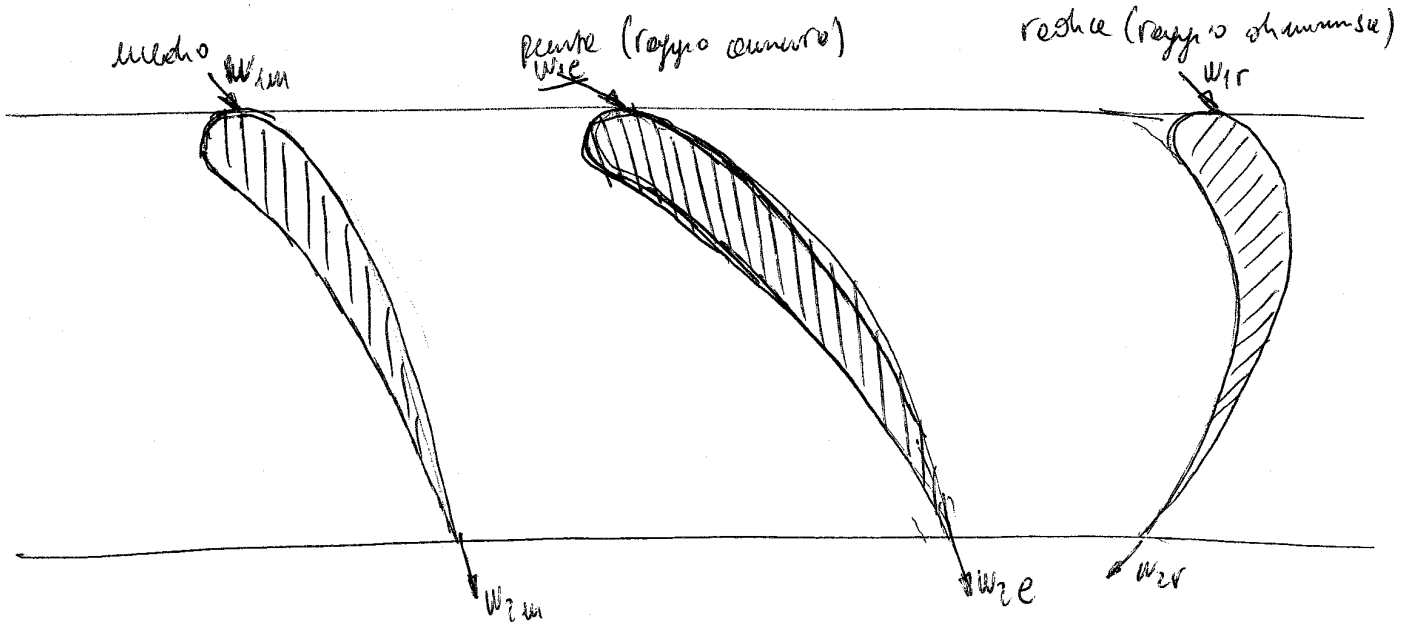


Situazione normale e basso rendimento

$$r_i \downarrow \Rightarrow W_{1r} = W_{2r} \Rightarrow R_{SO}$$

finché $R < 0 \rightarrow$ due vendite

FORME DELLE PALETTE (~~di~~ correlate ai margini)

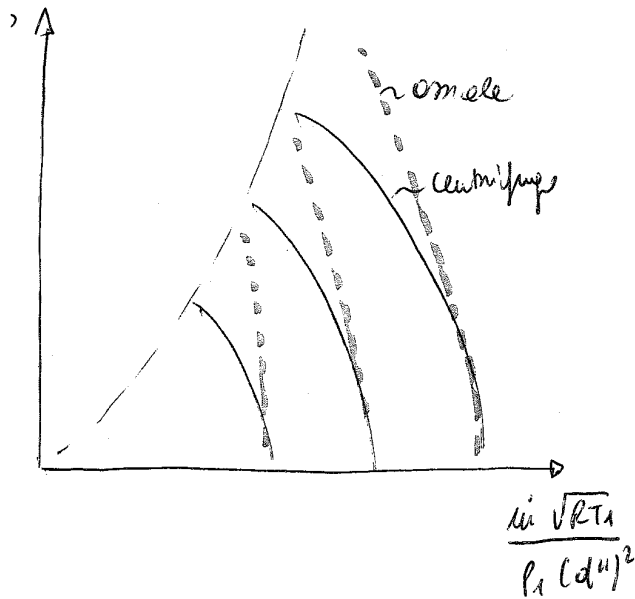


CARATTERISTICHE NONOMETRICHE (ASSIALI)

ASSIALI VS CENTRIFUGHI

• Nel compressore centrifugo al variare della portata il lavoro di compressione è costante, nel compressore assiale il lavoro di compressione diminuisce rapidamente via via che la portata sale.

• Il β è più basso nei compressori assiali (X)



• Per lo stesso β di compressione ^{centrifugo} β e β stesso semplice, occorre almeno 4 stadi di compressione assiale per vie dei bassi rendimenti.

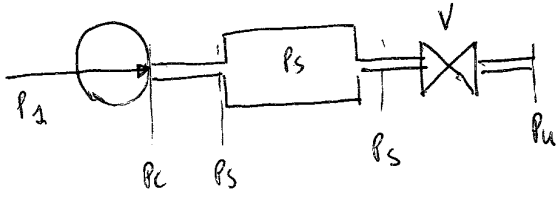
• Per le portate di un compressore assiale sono nettamente migliori

• (X) Infatti:

- nei centrifughi: $L_i = u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1} = u^2$
 $\downarrow \quad \downarrow$
 $u \quad u$

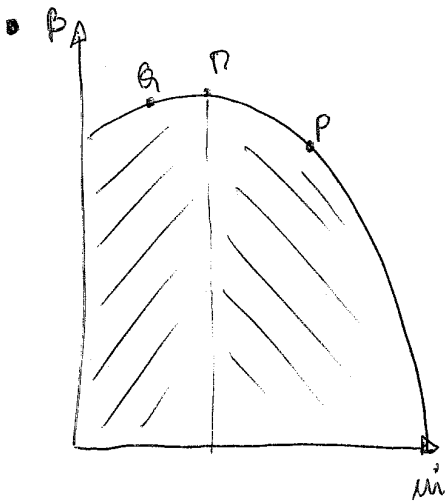
- negli assiali: e per u pochi $c_{u1} - c_{u2}$ è circa $\frac{1}{5}$,
 allora $L_i = \frac{1}{5} u^2$. Venendomi un lavoro più basso, β è più piccolo.

- Il caso comune è avere condotti di una certa lunghezza con a valle un serbatoio che raccoglie il fluido e solo dopo abbiamo l'utente. (Anche se il serbatoio rimane lì pensiamo i condotti e fore del serbatoio).



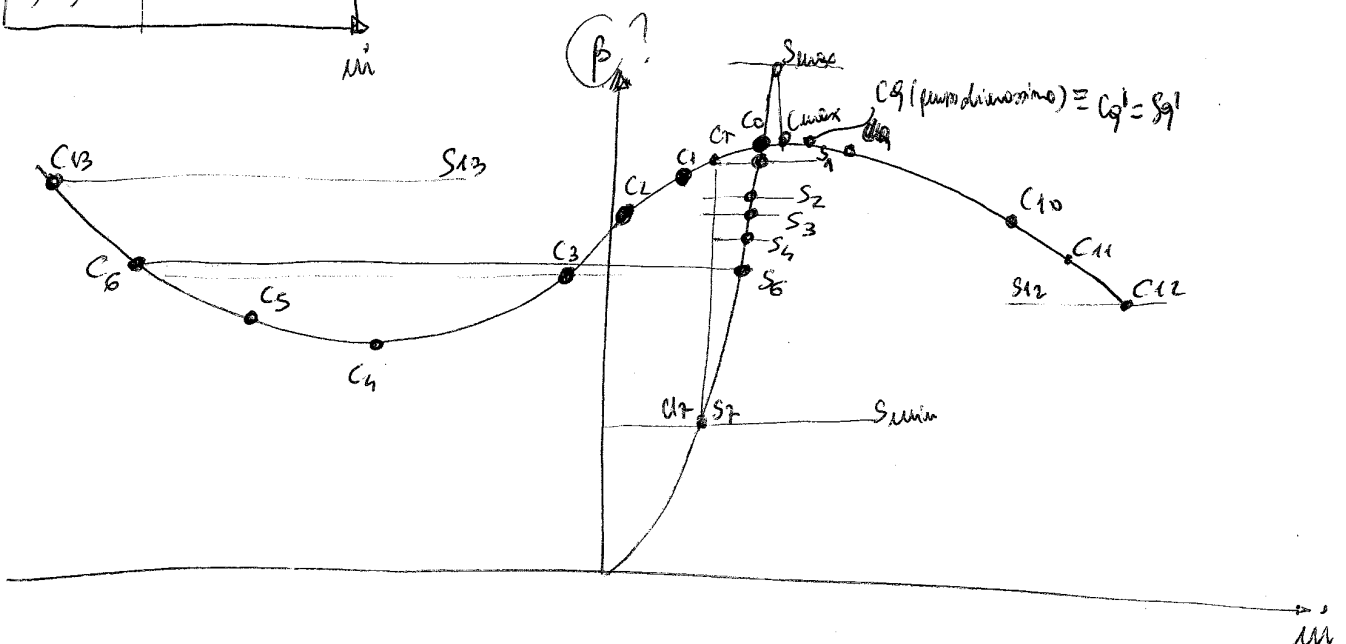
• IPOTESI

- Compressore veloce nei suoi adeguamenti (Si ammette più del serbatoio)
- Serbatoio molto lento ad adeguarsi
- Condotti tra compressore e serbatoio brevi
- Inerzia del fluido presente nel compressore piccola (oppure inglobata nel condotto di val)



- la presenza delle capacità fa sì che i punti di riposo P nella fase di decelerazione siano punti stabili. Viceversa i punti a destra di P (tipo P') sono instabili.

- Il punto critico è il punto che si ha quando la caratteristica dell'utilizzatore in usce a sinistra di P quella del compressore



- Il compressore e questo punto si addega (prima era sganciato dal subotro). Compressore e subotro diventano sincroni tra di loro. P_s continua a scendere e $P_c - P_s > 0$ ($P_c > P_s$). Il compressore è negativo e si addega abbassando le sue pressioni di usate. ~~subotro~~

Il compressore ripassa da C_4 (C_4') e il subotro si porta in S_4' . In C_4' avviene:

$$P_c = P_s, \ddot{x} = 0, \begin{array}{c} \leftarrow i_{ic} \\ \leftarrow i_{iu} \end{array} \text{ che si ruota.}$$

- Subotro dopo P_s scende ancora e smette le forze di sincronie. Il compressore usale verso C_3, C_2 con $P_c > P_s$, ed avviene che:

$$\ddot{x} \neq 0 \quad P_c \begin{array}{c} \ddot{x} \\ \rightarrow \end{array} P_s. \text{ Questo non significa che le velocità cambino verso. Per ora le portate è ancora negativa, ma comincia il rallentamento.}$$

- Il subotro smetterà di ruotare quando $i_{ic} = i_{iu}$, a quel punto è minimo di pressione. Ci troveremo in C_7

- Dopo C_7 , $P_c > P_s$, $\ddot{x} > 0$ ed i_{ic} sale. Ciò significa che si va verso C_6 e lo si supererà arrivando in C_9 . Contemporaneamente $i_{ic} > i_{iu}$ e P_s sale.

- In C_{10} il funzionamento del compressore si esalta. $i_{ic} >> i_{iu}$

- In C_{12} subotro e compressore si incontrano nuovamente e tornano ad essere nuovamente in sincronie, le dimensioni e le direzioni:

$$i_{ic} \rightarrow \begin{array}{c} \leftarrow \\ \leftarrow \end{array} \leftarrow i_{iu}, i_{ic} > i_{iu}, P_s > P_c \text{ e } P_s \uparrow, P_c \begin{array}{c} \ddot{x} \text{ (rallenta)} \\ \leftarrow \end{array} P_s, i_{ic} \downarrow$$

- Potrebbe il compressore seguire fedelmente il subotro, quando P_s aumenta, P_c lo raggiunge.

Questo avviene fino in C_9' dove $C_9' \equiv S_4'$

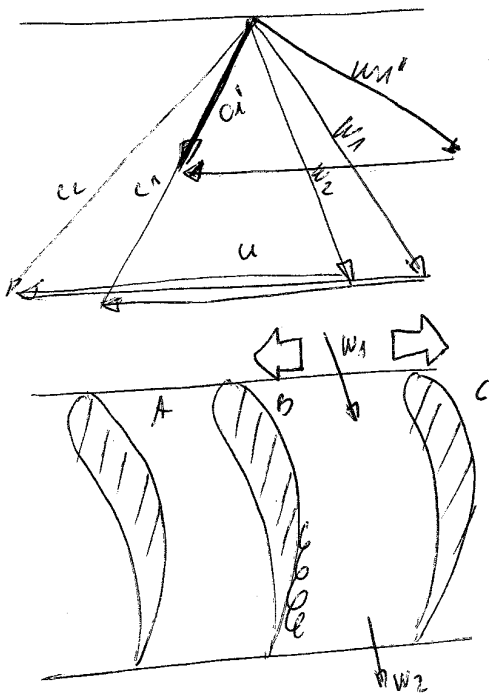
- In C_9' si sgancia e si ha di nuovo forze opposte, in C_9' avviene:

$$i_{ic} \rightarrow \begin{array}{c} \leftarrow \\ \leftarrow \end{array} \leftarrow i_{iu}, i_{ic} > i_{iu}, P_s \uparrow, i_{ic} \downarrow$$

- Dopo C_9' , $P_s > P_c$ (da differenza diversa nel verso rotazionale), $\ddot{x} < 0$ (rallenta), $i_{ic} \downarrow$ si forma verso:

- Il subotro smette di coniare e si muove (cambia e per i paroni). Precedentemente il tutto, ma si muove da S_4 al punto di S_4' nel numero, ma non si muove. C_4 perché non c'è nulla

STELLO NEI COMPRESSORI ASSIATI



- lo stello può avvenire sia nelle giranti che nel diffusore
- Supponiamo che si induca la parete. Le vortici (divente più piccole, in modo che ha la stessa direzione), "u" non viene. Si avrà con una w_1 diversa, sicuramente più inclinata. Questo genera il distacco delle vortici
- la parete si muove per via delle vortici d'angolo:
- parte della parete viene spostata e destra e sinistra il fenomeno è opposto e favorisce dell'effluvio di parete perché tende a respingere la direzione di w corretta.
- Entrando in stello le pale e delle ed ora dello stello quelli a sinistra. Pertanto anche qui lo stello muove e si sposta

de sinistra verso destra. Siccome la "u" è de destra verso sinistra, questa volta lo stello è controtorante. Lo stello ~~non~~ si sposta in senso contrario al moto della girante (nella girante è controtorante), nel diffusore è uno stello rotante.

Nota 2, pag. 45

Dimostriamo che il lavoro massico $L_{i \text{ unico}}$ realizzato in una turbina a singolo stadio è uguale al lavoro $L_{i \text{ salti}}$ realizzato in una macchina a salti di velocità, a parità di c_1 e α_1 .

In Figura 2 sono rappresentati i triangoli di velocità di una turbina monostadio, in Figura 3 sono rappresentati i triangoli di velocità di una turbina a due salti di velocità.

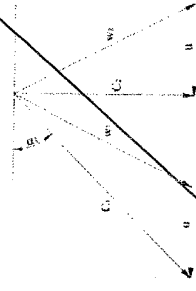


Figura 2

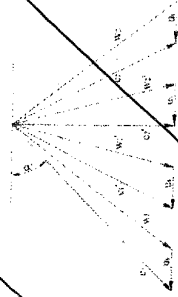


Figura 3

Con riferimento alla simbologia di Figura 2 e Figura 3 ottengo le seguenti relazioni:

$$L_{i \text{ unico}} = u(c_{u1} - u_2 c_{u2}) = u(c_{u1} - c_{u2}) = 2u^2 \quad (8)$$

Indicando con L'_i e L''_i rispettivamente i lavori realizzati nel primo e nel secondo stadio della macchina a salti di velocità, ottengo:

$$L'_i = u_p(c_{u1}' - c_{u2}') = 6u_p^2 \quad (9)$$

$$L''_i = u_p(c_{u1}'' - c_{u2}'') = 2u_p^2 \quad (10)$$

$$L_{i \text{ salti}} = L'_i + L''_i = 8u_p^2 \quad (11)$$

Osservando che

$$u = 2u_p \quad (12)$$

Otengo

$$L_{i \text{ salti}} = 8(u_p^2) = L_{i \text{ unico}} \quad (13)$$

Nota 3, pagina 52

Con riferimento alla Figura 4, applichiamo il Primo principio a cavallo della girante di una macchina a reazione con $\chi=0.5$, utilizzando una terna di riferimento inerziale.



Figura 4

$$Q = L_i + \Delta E_g + \Delta E_w + \Delta E_{ch} \quad (14)$$

Applicando le ipotesi

- $Q \cong 0$, dato che la turbina è termicamente isolata;
- $\Delta E_g \cong 0$, dato che il fluido di lavoro è vapore;
- $\Delta E_w \cong 0$, prendendo un sistema di riferimento inerziale;
- $\Delta E_{ch} \cong 0$, dato che non avvengono reazioni chimiche;

ottengo

$$(i_2 - i_1) = L_i + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \quad (15)$$

Applicando la (14) rispetto una terna di riferimento rotante con velocità pari alla velocità di rotazione della girante, ottengo

$$(i_2 - i_1) = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \quad (16)$$

Eguagliando la (15) e la (16)

$$L_i + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \quad (17)$$

Dalla definizione di grado di reazione

$$\psi = \frac{L_i}{\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}} \quad (18)$$

Sostituendo la (17) alla (18) ottengo la seguente espressione del grado di reazione.

3) Lamirazione alla mandata

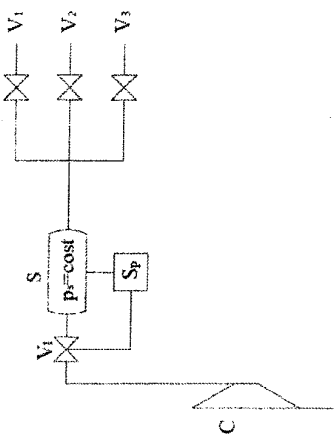


Figura 7

Si comprime un β_p maggiore di quello necessario, una valvola di lamirazione V_1 comandata da Sp garantisce sempre la stessa pressione nel serbatoio. Questa valvola però rende meno efficiente l'impianto, indipendentemente dal rendimento del compressore.

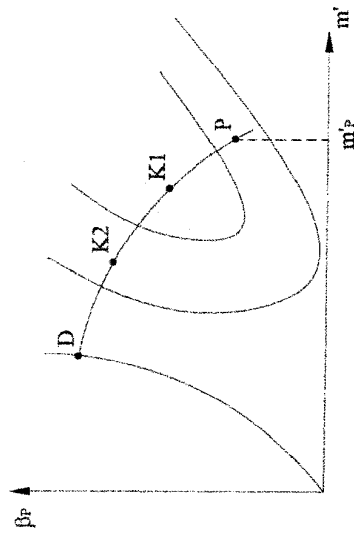


Figura 8

All'aumentare di β_p aumenta anche L_c . Da P a K1 c'è una leggera compensazione data dall'aumento di η_{yc} , ma da K1 a D il lavoro di compressione aumenta drasticamente.

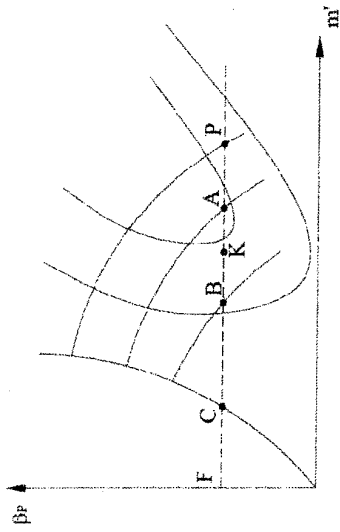


Figura 6

La potenza assorbita non è costante come nella regolazione a reflusso. Ricordando che la potenza assorbita vale

$$P_i = \dot{m} \cdot L_c \quad (4)$$

Da P a K sia \dot{m} che L_c diminuiscono, dunque P_i diminuisce. Da K a C \dot{m} diminuisce mentre L_c aumenta, sperimentalmente si osserva che prevale la diminuzione di \dot{m} , dunque anche P_i diminuisce.

Si deduce che questo metodo di regolazione è più efficiente ma richiede un motore a velocità variabile, molto costoso. Inoltre non permette di regolare con continuità, ma a gradini.

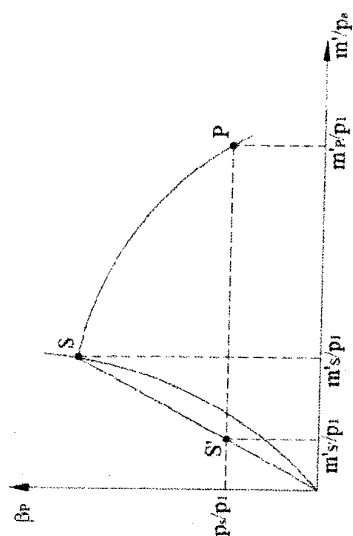


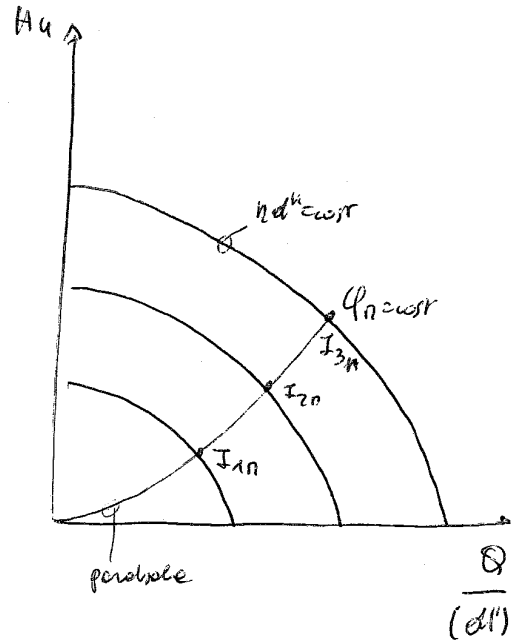
Figura 11

• Questo diagramma può essere modificato eliminando i termini nd^n dalle equazioni costitutive, giungendo così ad un nuovo grafico dove le curve non è più un'una, ma si splittano in una serie di curve una per ogni $nd^n = cost$

- prendendo in esame il punto n , quando le curve è un'una racchiudendo i punti di funzionamento e

$$P_n = cost \begin{cases} \Psi = cost \\ \xi = cost \\ X = cost \\ \text{misure della velocità simili} \\ \eta_{yp} = cost \end{cases}$$

nel diagramma ridotto si trasformano in tre punti distinti (I_1, I_2, I_3) con le stesse caratteristiche costruttive



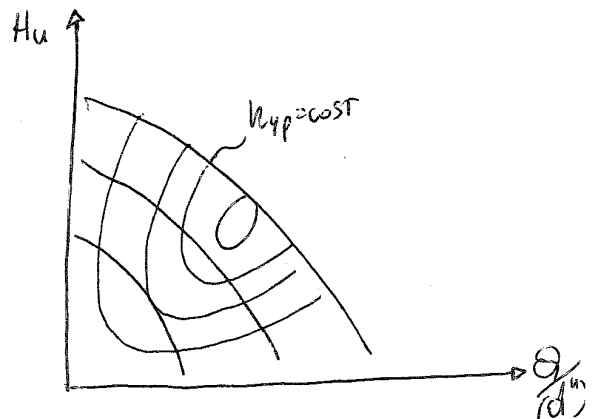
• I punti I_1, I_2, I_3 sono in verticale e possiamo dire che crescono secondo una parabola (questo non lo potremmo dire per i turbocompressori). Lo si vede pensando le condizioni:

$$\frac{Hu}{(nd^n)^2} = K_1 \text{ e } \frac{Q}{(d^n)^2} = K_3 \Rightarrow \begin{cases} Hu = K_1 (nd^n)^2 \\ \frac{Q}{(d^n)^2} = K_3 (nd^n) \end{cases} \text{ che sono le espressioni parametriche di una parabola.}$$

- Una parabola può essere espressa con le eq. parametriche $\begin{cases} y = K_5 x^2 \\ x = K_6 m \end{cases} \Rightarrow y = K_5 \frac{x^2}{(K_6^2)}$

dove $m = nd^n$ - I punti I_1, I_2, I_3 corrispondono ad un valore nd^n

• I diagrammi reali non sono esattamente parabolici come per i turbo compressori. Avremo curve i caratteristiche che assomigliano a parabole e poi si ricompiono anche se l'origine dovrebbe andare nell'origine



IMPIANTI TIPICI CON LE POMPE

a) IMPIANTO DI SOLLEVAMENTO

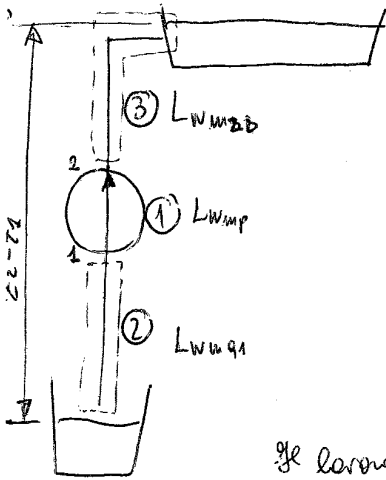
$$1) \textcircled{A} L_{wmp} \quad L_p = \frac{p_2 - p_1}{\rho} + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + L_{wmp} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow L_p = gH_u + L_{wmp} \Rightarrow gH_u = L_p - L_{wmp}$$

$$2) L_p = \frac{h_1 - h_2}{\rho} + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) + L_{wmp} \quad \text{dove } L_{wmp} = 0$$

$$\Rightarrow g(H_{10} - H_{20}) = -L_{wmp}, \text{ chiamando } \frac{L_{wmp}}{\rho} = Y_e \Rightarrow H_{10} - H_{20} = Y_{e1}$$

$$3) H_{10} - H_{20} = Y_{2b} \quad \text{metri per le pompe } L_p = g(H_u + Y_e)$$

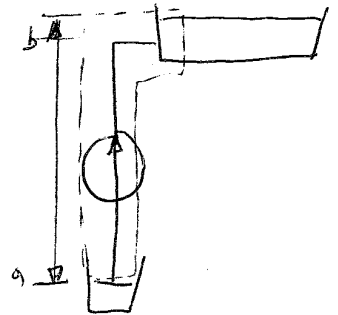


Il lavoro fornito in volumi di fluido è poi tutto in perdita. Vengono chieste queste con un diverso Y_e .

$$\bullet L_p = \left(\frac{p_0 - p_2}{\rho} \right) + \frac{c_0^2}{2} - \frac{c_2^2}{2} + g(z_0 - z_2) + L_{wmp} \Rightarrow$$

la differenza di pressione è apprezzabile oltre i 1000 m.

fluido fermo sopra e sotto

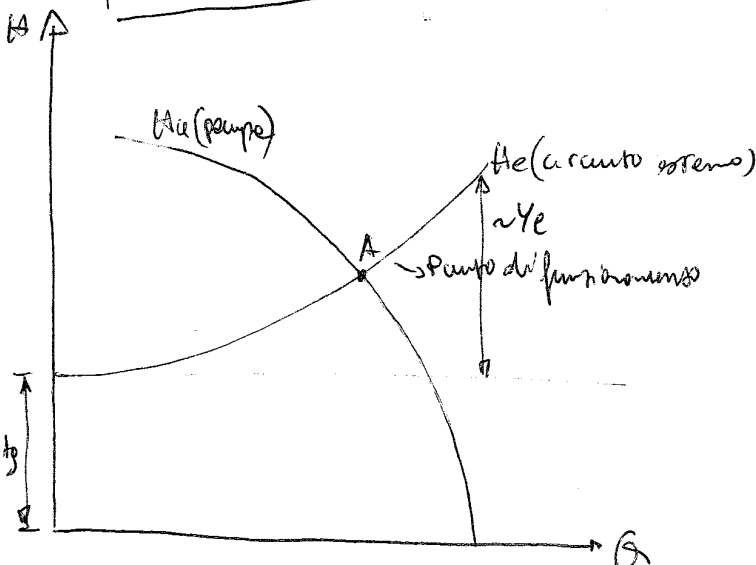


$$\Rightarrow L_p = g(z_u - z_e) + L_{wmp1} + L_{wmp} + L_{wmp2b} \Rightarrow \underbrace{L_p - L_{wmp}}_{gH_u} = \underbrace{g(z_u - z_e)}_{gH_g} + \underbrace{L_{wmp1}}_{gY_{e1}} + \underbrace{L_{wmp2b}}_{gY_{2b}}$$

A geometria

$$\Rightarrow gH_u = gH_g + g(Y_{e1} + Y_{2b}) \Rightarrow H_u = H_g + Y_{e1} + Y_{2b} \quad \text{dove } Y_e = Y_{e1} + Y_{2b} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow H_u = H_g + Y_e = H_e \quad (\text{caratteristica esterna dell'impianto})$$



$Y_e \sim Q^2$ (perdite a moto turbolento e dissipazioni sono al quadrato)

Il lavoro delle pompe una parte va in dissipazione, una parte va in incremento delle quote.

$$- Q + L_w = \Delta V_t + \int_{L=0}^L \rho g v \quad \Rightarrow L_w = \Delta V_t \quad (\text{per } \Delta V=0 \text{ nel di punto})$$

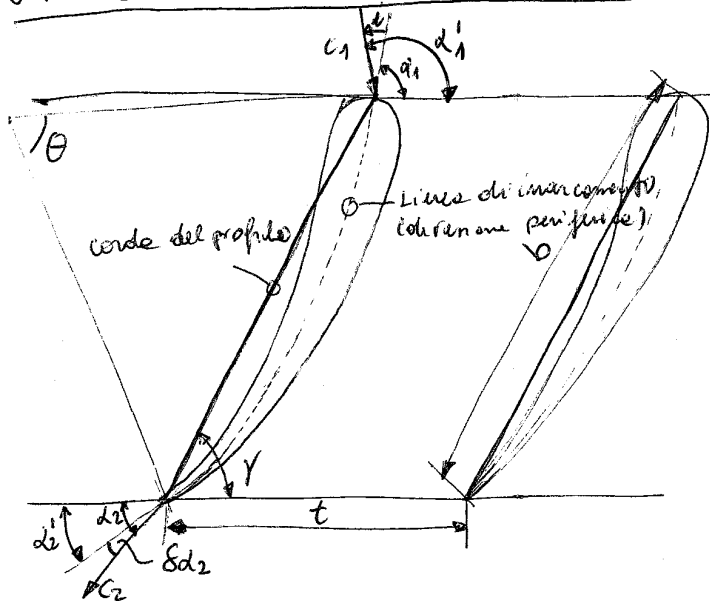
di dissipazioni degli attriti viscosi e per. in incremento di h_u - interne.

Se c'è il valore massimo del lavoro

FUNZIONAMENTO TURBINE FUORI PROGETTO (1), (2), (3)

Per alcuni casi è possibile ^{che avvenga} il funzionamento delle turbine fuori delle condizioni di progetto. È necessario quindi prevedere il comportamento delle turbine in queste nuove condizioni - le limitiamo ed ottimizziamo il corso di condizioni stazionarie.

ANATOMICHE GEOMETRICHE DI UNA PALETTA



d_1 = angolo di offuscatura delle correnti

i = angolo di incidimento

c_1 = velocità media delle velocità di flusso

c_1' = velocità media delle fluttuazioni di velocità nell'intorno di c_1

t = passo tra palette consecutive

θ = angolo compreso tra le due linee perpendicolari alle linee di incrocamento d'ingresso e le linee di incrocamento uscite

γ = allineamento delle palette (angolo tra le corde e le direzioni periferiche)

P_2 = pressione d'uscita

P_1^0 = pressione totale di ingresso

• Importante per il modo e le condizioni di funzionamento è il rapporto b/t

a) b/t basso, δd_2 alto (SOLIDITÀ BASSA)

b) b/t alto, $\delta d_2 \rightarrow 0$ (SOLIDITÀ ALTA)

a) Se le palette sono distanti, il fluido al centro non viene quasi per nulla le presenza delle pale e tende a conservare la direzione d'ingresso

b) Il fluido tende ad essere guidato bene, la c_2 di uscita tende ad essere prossima alle direzioni che ci aspettiamo. Nei compressori la faccenda è guidare è molto inferiore alle turbine. Diremo che: le correnti in accelerazione, com'è nelle turbine è una corrente che tende a seguire bene il profilo delle pale. Le correnti in decelerazione, come nei compressori, tendono a seguirlo con maggior difficoltà.

• Il profilo $\delta < 90^\circ \rightarrow$ turbine, se $\delta > 90^\circ \rightarrow$ compressore. Le stesse identiche palette possono essere utilizzate indifferentemente per turbine o compressori con allineamento

è un numero sul bordo d'attacco del profilo dove $(\pi - \beta_1)$ è l'angolo geometrico d'ingresso)

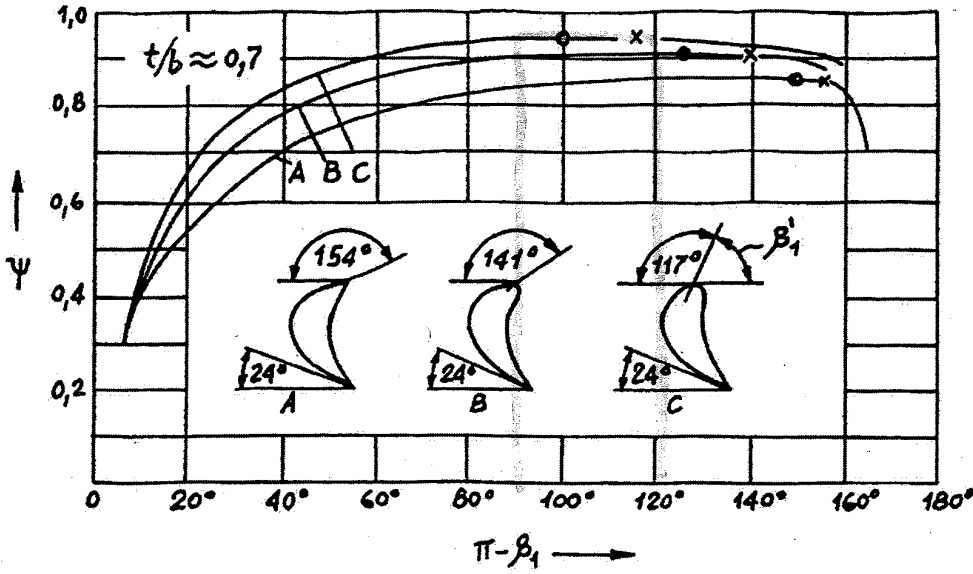


Fig. 2

- Il massimo di ψ per ogni schiera (0) si ha con un certo valore di $(\pi - \beta_1)$
- Il valore per $(\pi - \beta_1)$ (0) e il geometrico (x) $(\pi - \beta_1)$ sono differenti ma loro, ciò è dovuto al fatto che β_1 è un numero nelle correnti indisturbate a monte, mentre a valle delle perturbazioni indotte dalle schiere subisce una deviazione

- I punti a destra del massimo corrispondono a macchine positive (vetro "di ventre"), quelle a sinistra e macchine negative (vetro "di dorso").

- PASTILLOC: è il miglior profilo che ha il bordo d'ingresso più ondulato, una minore deflessione geometrica e un leggero restringimento verso l'uscite del canale fra due palette consecutive con accelerazione delle correnti. (Vetro composto di macchine positive del distacco delle vortici finali delle palette)

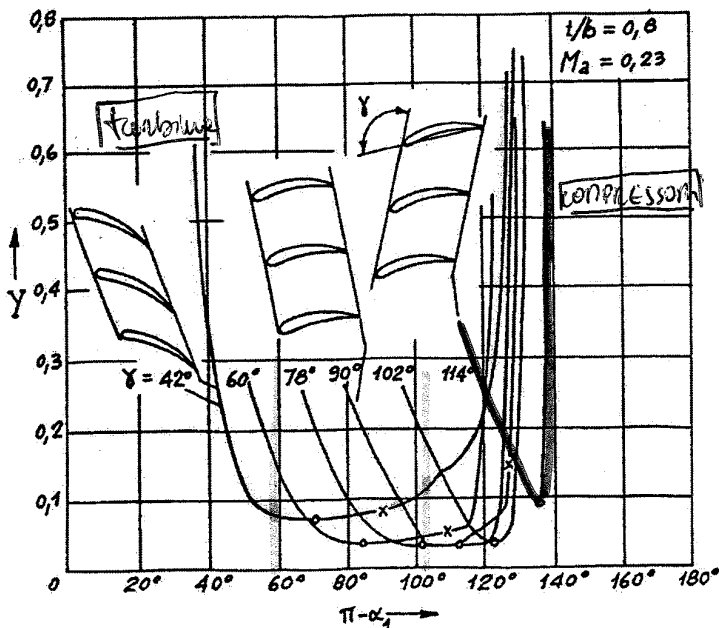


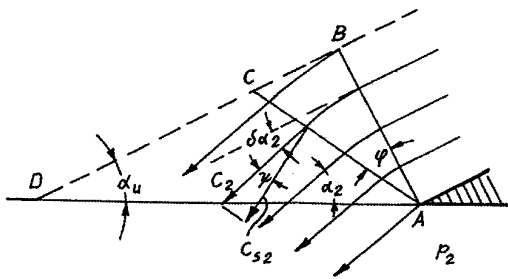
Figure 3

• da fig. 3 macchine schiere di palette ottimali con profili uguali ma differentemente γ venibile.

- Il coefficiente di profilo $\gamma = \frac{P_1 - P_2}{\frac{1}{2} \rho_1 C_1^2}$ è costante

con i valori 1 e monte e 2 a valle e con le condizioni totali calcolate tramite le $C^2/2$ le $w^2/2$ e secondo che si tratta di palette fisse e o mobile. Non è usato il coefficiente di velocità c_p perché non è direttamente applicabile alle schiere deceleratrici.

tale fenomeno è relativo all'espansione di una corrente scivola che lambisce una parete piana, subendo all'estremità delle pareti stesse un abbassamento di pressione.



Nelle zone A-B il flusso si è invertito ($Ne_{ch} = 1, P = P_c$). In A si osserva un abbassamento di pressione al di sotto di P_c . Si dimostra che le correnti accelerate, esse puritate, in regime supercritico, deviano dalle direzioni tangenziali delle pareti. Si dimostra ancora che le

proprietà delle correnti (pressione, velocità, etc.) sono costanti lungo semirette che partono da A, dette "linee di Ne_{ch} ". Se A-C una di queste semirette. lungo A-C la velocità c_2 costante, ha direzione diversa da quella delle pareti, è supercritica e si dimostra che la sua componente ortogonale alle A-C è pari alla velocità locale del suono.

Questa ulteriore espansione non modifica nulla e meno delle linee di Ne_{ch} presenti, aggiungendo solo ulteriori linee di Ne_{ch} e velle, con ulteriori incrementi di velocità corrispondenti ad incrementi sia della componente normale di quelle tangenziali. Esisterà, in particolare, un valore di P_2 , che indicherà con P_2^* , per il quale il completamento dell'espansione avverrà sulle semirette A-C.

• Ritornando alle postespansione. Gli spostamenti di tale fenomeno dell'esp. di Prandtl-Neyer descritte sono dovuti alla presenza delle pareti B-D. Si prenda subito che il processo di postespansione non è isentropico, dato che nessuno vortice anello all'infinito. Si osserva poi, come nell'espansione di P-N, ~~ed~~ una

P_2^* per la quale la postespansione si completa lungo le A-D. Per le $P_2 < P_2^*$ nulla si modifica più nel canale A-B-D (in particolare il regime delle pressioni resta fisso sul segmento B-D) e l'ulteriore espansione avviene oltre le A-D. Si dimostra che in tal caso la c_2 , pur crescendo, subisce un ulteriore incremento della sola componente normale (quella utile ai fini dello smaltimento della portanza) mentre incrementa la componente tangenziale.

• In termini fisici: da depressione sull'attacco del so e la compressione sull'entrato, da cui luogo ad una forza F_T (tangenziale). Se pensiamo ad una girante che si

PARAMETRI PER DESCRIVERE IL COMPORTAMENTO DI UNA TURBOMACCHINA

Per generale sono importanti, per caratterizzare fluidodinamicamente un sistema i seguenti parametri adimensionati:

$$C_F = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho w^2 A} \quad \text{Numero di Newton}$$

dove: - F è una forza - A un'area
- ρ è una densità - w una lunghezza

$$Re = \frac{\rho w l}{\mu} = \frac{w l}{\nu} \quad \text{Numero di Reynolds}$$

- w una velocità - w_s velocità del suono
- μ viscosità dinamica

$$Re = \frac{w}{w_s} \quad \text{Numero di Mach}$$

- ν viscosità cinematica

$$St = \frac{w}{l \cdot f} \quad \text{Numero di Strouhal}$$

- f una frequenza caratteristica

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\frac{\mu}{\rho}}{\frac{\lambda}{\rho c_p}} \quad \text{Numero di Prandtl}$$

- α una diffusività termica

• Nelle turbomacchine vengono, invece, spesso utilizzati tre soli parametri Ψ , ϕ e C_r

- Ψ detto coefficiente di lavoro o di pressione è pari a $\Psi = \frac{L_i}{u^2}$ (o anche $\frac{L_i}{\frac{u^2}{2}}$) dove

L_i è il lavoro meccanico messo ed u una velocità periferica in un punto caratteristico delle macchine. Ψ è un parametro del tipo del numero di Newton

- ϕ è detto coefficiente di portata ed è pari a $\phi = \frac{C_a}{u}$ dove C_a è la componente assiale delle velocità in un punto della macchina, se la macchina è assiale, o la C_r se è radiale e, più in generale, la componente delle velocità utile e fino dello smontamento delle portate attraverso le aree che il fluido attraversa. ϕ è un parametro del tipo del numero di Strouhal.

- C_r è detto numero di Crocco ed è definito come $C_r = \frac{u}{\sqrt{2i^0}}$ essendo i^0 l'entalpia

totale in un punto caratteristico delle macchine, in genere l'ingresso. È difficile da

tracce, quindi si definisce $C_r = \frac{u}{\sqrt{2 \frac{\kappa}{\gamma} R T^0}}$ (se si pensa ad un gas ideale il quale ha

• ~~Per i compressori~~ Si pensi ad una turbina più che per cui si possa ammettere che nel suo campo di funzionamento il fluido si comporti come perfetto ed ideale (proporzionalmente simile per i compressori). Scriviamo il lavoro delle turbine:

$$- L_t = \eta_t \cdot L_{t15} = \eta_t c_p (T_{0^0} - T_{t15}) = \eta_t \frac{K}{K-1} \frac{RT_{0^0}}{M} \left[1 - \left(\frac{P_k}{P_0^0} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right] = \eta_t \frac{K}{K-1} P_0^0 V_0^0 \left[1 - \left(\frac{P_k}{P_0^0} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right] \quad (3)$$

$$- \text{Aeriforme } \phi: \quad \phi = \frac{C_Q}{u} = \frac{\dot{m} V}{A} \cdot \frac{1}{u} = \frac{\dot{m} P V}{P A} \cdot \frac{1}{u} \Rightarrow \phi = \frac{\dot{m} \sqrt{P V}}{P A} \cdot \frac{\sqrt{P V}}{u}$$

con condizioni di ingresso
 calcoliamo la C_Q
 volume per unità
 area sezione di cui

$$\phi = \frac{\dot{m} \sqrt{P_0^0 V_0^0}}{P_0^0 A} \cdot \frac{\sqrt{P_0^0 V_0^0}}{u} \quad (4)$$

- Introduciamo due nuovi parametri per comodità: $P_1 = \frac{\dot{m} \sqrt{P_0^0 V_0^0}}{P_0^0 A}$ e $P_2 = \frac{\sqrt{P_0^0 V_0^0}}{u}$ portavo e

$$\phi = P_1 \cdot P_2 \quad (4')$$

- Osserviamo che il numero di croce:

$$C_T = \frac{u}{\sqrt{2 \frac{K}{K-1} P_0^0 V_0^0}} \sim \frac{1}{P_2}$$

- Riprendendo la (1) $\Psi = \Psi(\phi, C_T)$ lo scriviamo come $\Psi = f_1(P_1, P_2, C_T)$ (1'')

e la (2) $\eta_t = \eta_t(\phi, C_T) = f_2(P_1, P_2, C_T)$ (2''). Avrà che

$$\begin{cases} (1'') \\ (2'') \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \Psi = f_3(P_1, P_2) \quad (5) \\ \eta_t = f_4(P_1, P_2) \quad (6) \end{cases}$$

- Nella (3) scriviamo $\Psi = \frac{L_t}{u^2} = \eta_t \frac{K}{K-1} \left[\frac{P_0^0 V_0^0}{u^2} \right] \left[1 - \left(\frac{P_k}{P_0^0} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right] \Rightarrow \Psi = f_5(P_1, P_2, \frac{P_0^0}{P_k})$ (7)

- Dal confronto delle (5) e delle (7) $\left. \begin{array}{l} \frac{P_0^0}{P_k} = f_6(P_1, P_2) \quad (8) \\ \eta_t = f_4(P_1, P_2) \quad (6) \end{array} \right\}$ Esplicitando il parametro

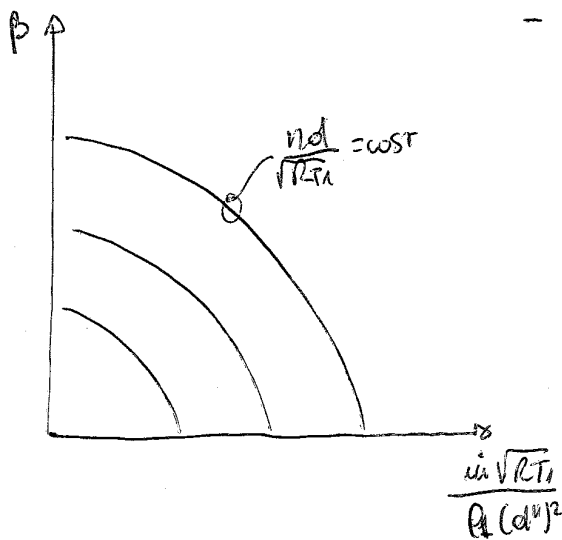
per avere di unire le massime pressioni possibili le turbine vengono progettate le polveri massime.

$$\left. \begin{aligned} - \left(\frac{u_i \sqrt{p_0^0 v_0^0}}{p_0^0 A} \right)_B &\approx 0,041 \\ \left(\frac{u_i \sqrt{p_0^0 v_0^0}}{p_0^0 A} \right)_A &\approx 0,044 \end{aligned} \right\} \frac{\Delta}{2} \approx 0,015$$

• Che differenza c'è per usi che più sappiamo? Per i compressori il risultato è dello stesso tipo.

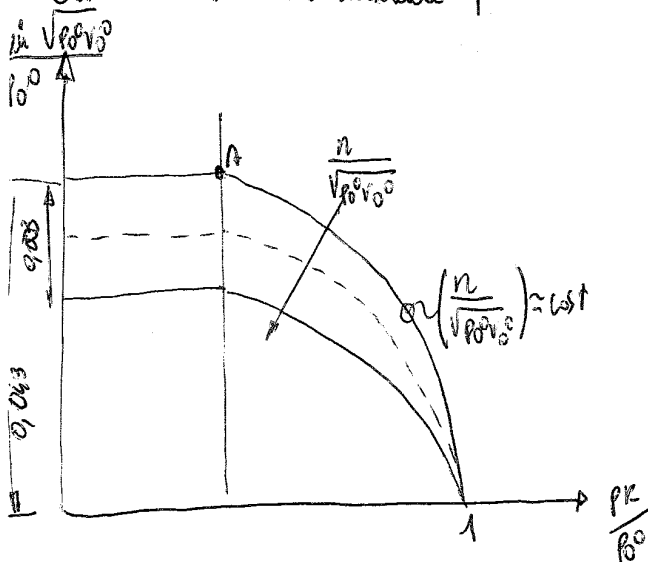
Per i compressori abbiamo usato un parametro $\frac{u_i \sqrt{RT_1}}{p_1 (d^*)^2}$ che corrisponde a $\frac{u_i \sqrt{p_0^0 v_0^0}}{p_0^0 A}$ ed

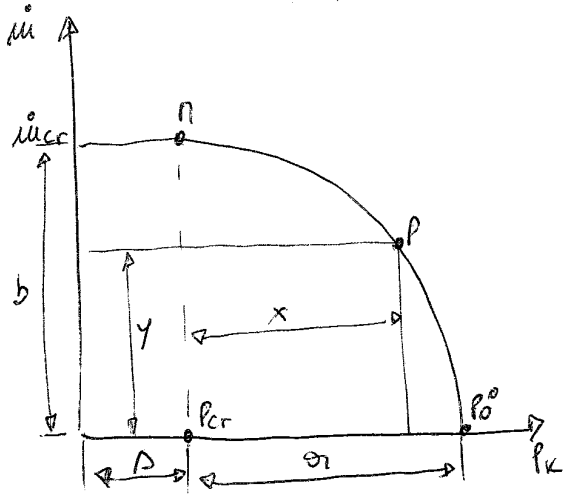
$\frac{nd}{\sqrt{RT_1}}$ invece per $\frac{\sqrt{p_0^0 v_0^0}}{A}$. Infatti osserviamo che:



- la differenza che i nuovi calcoli e i vecchi e che i vecchi l'avevano dedotto con le sezioni unidimensionali e parametri usati sono notevolmente gli stessi per derivare queste sezioni più generali. Abbiamo quindi esteso per i.T.C. il campo di validità (per i dimensionamenti).

• Come usare in pratica per le turbine (scambi usate ed ordi mole)

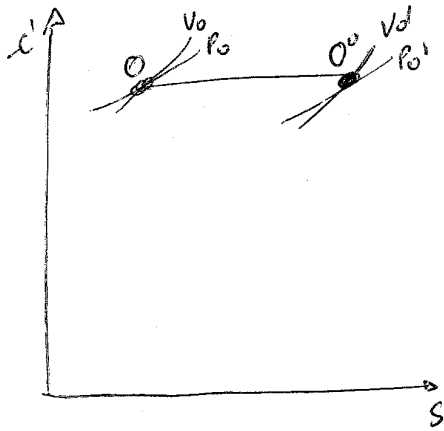




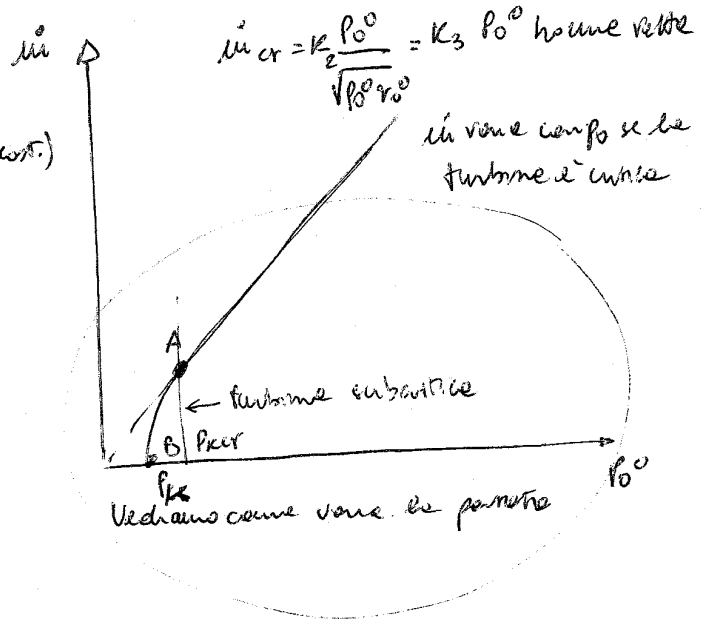
$$\left\{ \begin{array}{l} a = P_0^0 - P_{cr} \\ b = i_{cr} \end{array} \right. \quad \text{inoltre} \quad \left\{ \begin{array}{l} x = P_k - P_{cr} \\ y = i_i \end{array} \right.$$

- Spesso Δ è molto piccolo per una funzione e se gli studi sono molti il nostro orizzonte tende a diventare sempre più piccolo.
- Per un uguale P_{cr} è circa la metà di P_0^0 .

• Durante la compressione ...



$P_0 v_0 \approx P_0' v_0' = \text{cost}$
 (costo anche se T non è cost.)
 P_0 variabile \rightarrow



Quasi sempre diremo che $L_i \geq L_t$, Troviamo L_f perché è me % molto ridotta rispetto a L_t e metteremo L_f nell' η_0 = ricordiamo $L_e = \frac{P_2 - P_1}{P} + L_{um}$

RENDIMENTO GLOBALE $\eta_g = \frac{\text{effetto utile}}{\text{spese}} = \frac{P_u}{\dot{m}_b L_{i,max} \rightarrow H_{iPTO}}$ dove $L_{i,max}$ delle H_{iPTO} di combustione

$\Rightarrow \eta_g = \frac{P_u (\text{combustione})}{\dot{m}_b \cdot H_{iPTO}}$ dove $P_u = P_i \cdot \eta_0$

RENDIMENTO CALDAIA

$\eta_b = \frac{\dot{Q}_v}{\dot{m}_b H_{iPTO}} \Rightarrow \dot{m}_b H_{iPTO} = \frac{\dot{Q}_v}{\eta_b}$ quindi $\eta_g = \frac{\dot{m}_v L_t \eta_0}{\frac{\dot{Q}_v}{\eta_b}} = \frac{\dot{m}_v L_t \eta_0}{\dot{m}_v (i_o - i_2)} = \eta_g = \eta_b \eta_0 \cdot \frac{L_t}{i_o - i_2} \Rightarrow$

$\Rightarrow \eta_b \eta_0 \frac{L_t}{Q_1}$

RENDIMENTO INDICATO $\eta_i = \frac{L_t}{Q_1}$ (lavoro e spese in un ciclo) $\Rightarrow \eta_g = \eta_b \eta_0 \eta_i$

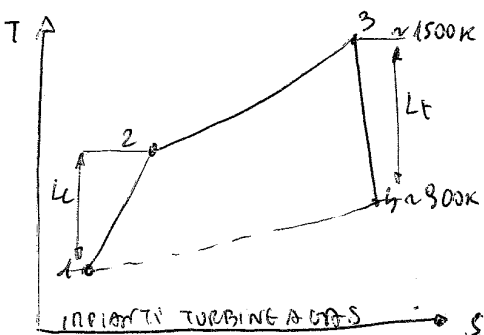
$\eta_i = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$ o $\eta_i = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\dot{m}_v (Q_1 - Q_2)}{\dot{m}_v Q_1} = \frac{\dot{m}_v L_i}{\dot{Q}_v} = \frac{P_i}{\dot{Q}_v} = \frac{P_t - P_f}{Q_2}$

CONSUMO SPECIFICO DI CARBURANTE

$Q_{bi} = \frac{\text{carburante utilizzato}}{\text{effetto utile}} = \frac{\dot{m}_b}{P_u}$ dove $P_u = \eta_g P_{max}$ e $P_{max} = \dot{m}_b \cdot L_{i,max} = \dot{m}_b H_{iPTO}$

$\Rightarrow P_u = \eta_g (\dot{m}_b H_{iPTO})$ e $Q_b = \frac{1}{\eta_g H_{iPTO}} \approx \frac{1}{\eta_g}$

IMPIANTI DI TURBINE A GAS - IMPIANTI DI TURBINE A VAPORE



$L_t = \Delta i = c_p m (T_3 - T_4)$

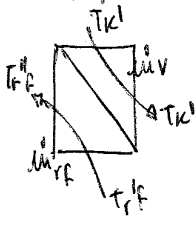
$L_c = \Delta i = c_p m (T_2 - T_1)$

$L_i = L_t - L_c$. $L_u = \eta_0 (L_t - L_c)$

per molto tempo si sono fatti impianti a vapore puri i cui gas avevano rendimenti bassi, risentivano delle perdite del compressore e turbine e non riuscivano ad avere T_3 abbastanza alto. Ora non è più così, gli impianti di turbine a gas a volte superano quelli a vapore. In certe migliori si ottiene finché si combinano insieme i due impianti. I gas di scarico (2600°C) vengono utilizzati per far funzionare l'impianto di turbine a vapore. Nelle caldaie non viene inviato più carburante ma vengono utilizzati i gas nello scambiatore di calore. Il rendimento di tali impianti è molto superiore a quello dei singoli impianti.

b) $\eta_i' = 1 - \frac{Q_2'}{Q_1'} = 1 - \frac{Q_2 - \Delta_1 + \Delta_2}{Q_1 + \Delta_2}$. Nel momento in cui so che $\Delta_1 \approx \Delta_2 \Rightarrow \eta_i' \approx 1 - \frac{Q_2}{Q_1 + \Delta_2}$. $\eta_i' > \eta_i^*$.

Conviene pertanto vedere e f_k più bassi possibili, P_{02} , purtroppo, il vapore acq. posto del liquido refrigerante, perché:



definito come in immagine uno scambiatore di calore (controcorrente), nel quale da un lato entra vapore da condensare (entra ad ore e T_{02}) e dall'altro vi è il liquido refrigerante, occorre un liquido più freddo cioè $T_{r'} < T_k'$ ($T_{r''} < T_k'$) (tra i due vi è una ventina di gradi di differenza).

Il risultato ultimo è che si può usare ad esempio one a $15^\circ C$ ed avere:

$T_{r'} = 15^\circ C \Rightarrow f_k' \approx 0,05 \text{ bar}$, $T_k' \approx 35^\circ C$

DIROSCARAZIONE 4) SURRISCALDAMENTI RISPETTO

Arrestiamo l'espansione al punto P. Invece del vapore in calore e surriscaldiamo nuovamente.

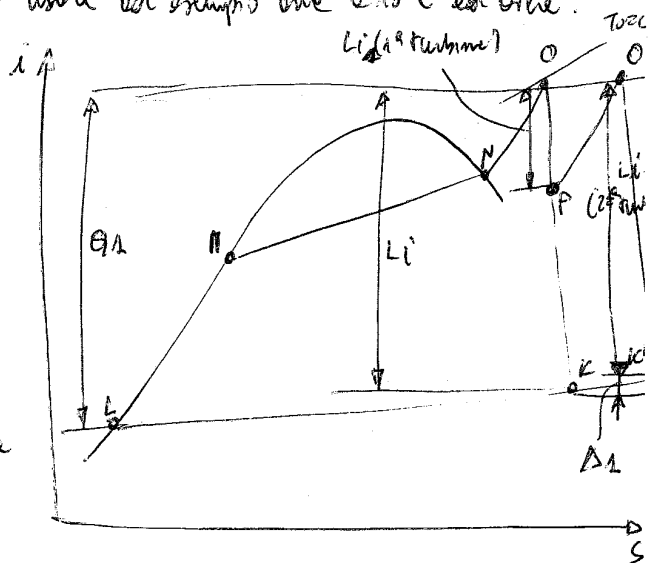
Supponiamo che O e O' siano alle stesse entalpie.

- L_i è esattamente uguale al calore che bisogna dare in più da P e O' perché torniamo in calore.

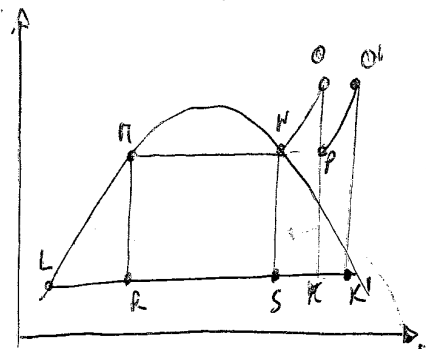
$\Delta Q_1 = (i_{O'} - i_P)$

$\eta_i' = \frac{L_i'}{Q_1} = \frac{L_i + L_{i2} - \Delta_1}{Q_1 + \Delta Q_1} = \frac{L_i + L_{i2} - \Delta_1}{Q_1 + L_{i2}}$

Di fronte a queste espressioni non si riesce a dire nulla se non per mezzo di dati sperimentali.



- Facciamo riferimento al caso di surriscaldamento in un ciclo (leale (T-S)).

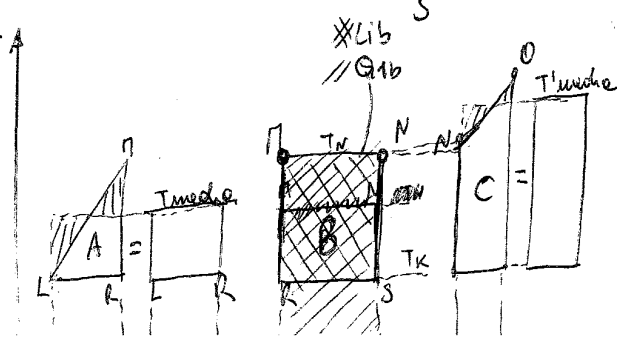


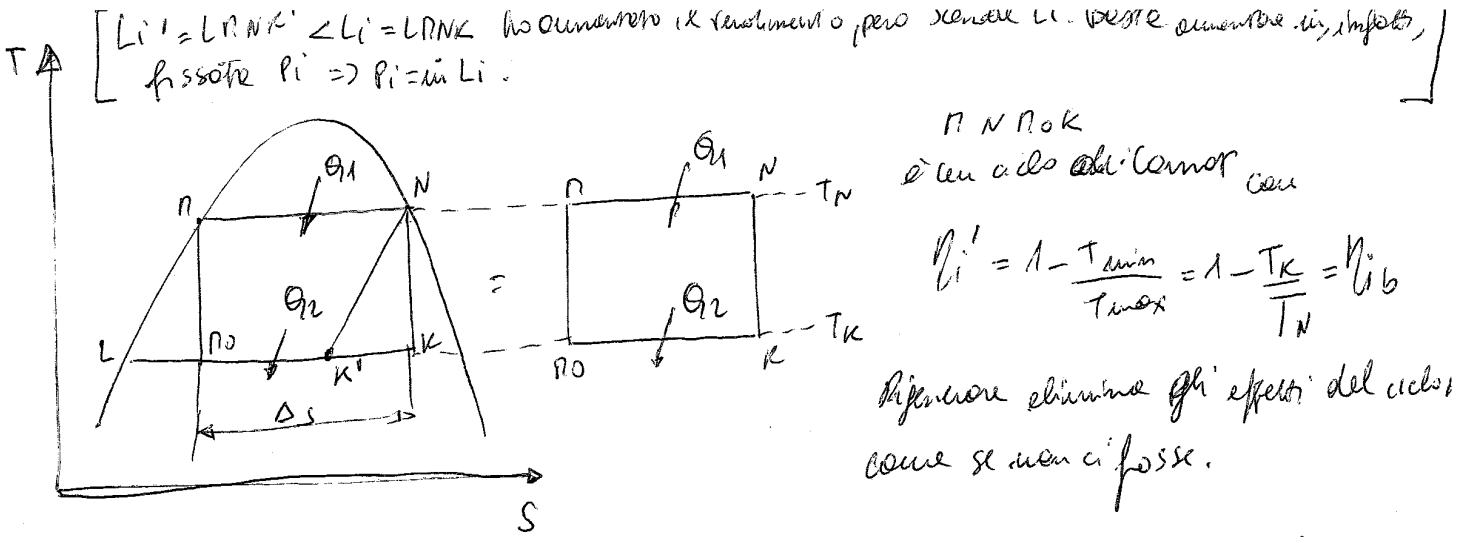
Prendiamo il caso dove P e P', O e O' sono alle stesse temperature. K' per evitare problemi di condensazione deve vedere nel campo del vapore surriscaldato. Prendiamo il ciclo box LNNOK e dividiamolo in tre cicli. Avremo che $L_i = L_{i2} + L_{i3} + L_{i4}$ (per convenzione) e

$Q_1 = Q_{12} + Q_{13} + Q_{14}$. Il rendimento sarà pari a:

$\eta_i = \frac{L_i}{Q_1} = \frac{L_{i2} + L_{i3} + L_{i4}}{Q_{12} + Q_{13} + Q_{14}}$ e dato che $\eta_{i2} = L_{i2}/Q_{12}$

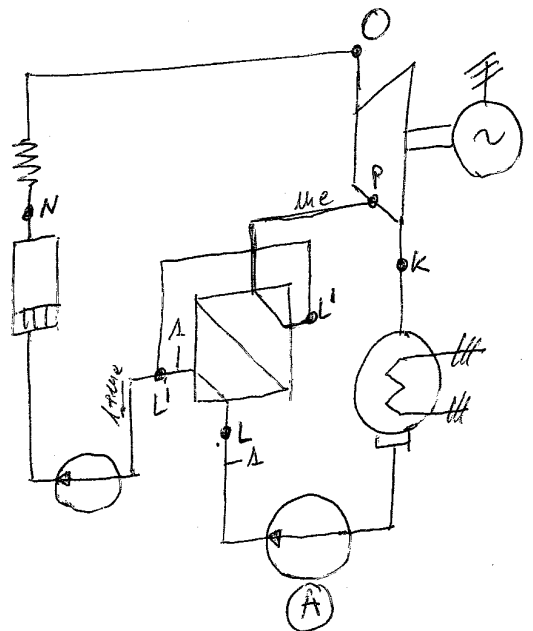
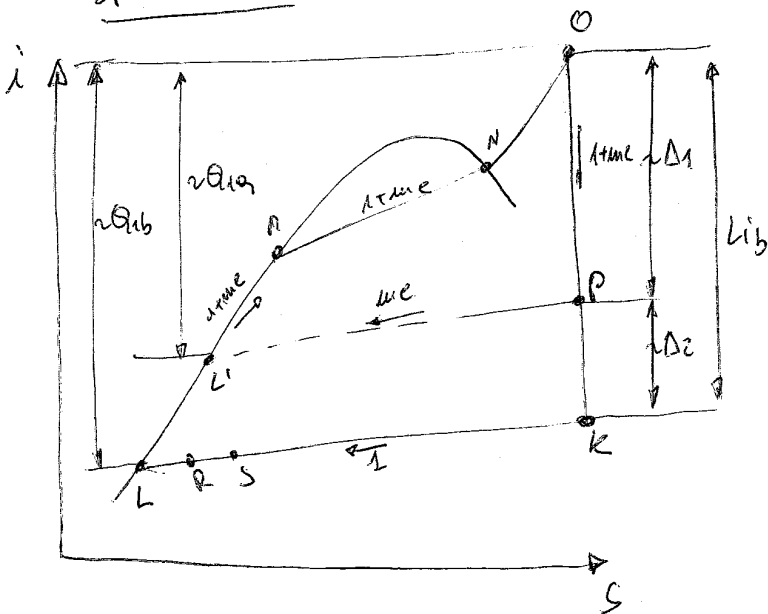
$\Rightarrow \eta_i = \frac{\eta_{i2} \cdot Q_{12} + \eta_{i3} \cdot Q_{13} + \eta_{i4} \cdot Q_{14}}{Q_{12} + Q_{13} + Q_{14}}$



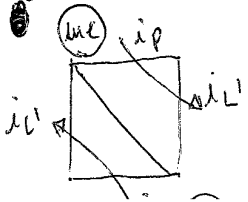


- Il calore delle parti riempite deve arrivare da uno scambiatore interno dell'impianto. Questa pratica non si può realmente fare perché le piccole superfici delle turbine non permette di scambiare quantità apprezzabili di calore. Essendo la ripulitura teorica si ~~non~~ mettono in pratica gli spillamenti.

- SPILLAMENTI



- Da un punto P delle turbine spilliamo "me". Tale vapore lo mandiamo in uno scambiatore contro corrente. In contro corrente prendiamo 1 kg che esce dal condensatore e lo inviemo a riscaldarci e spese delle moose "me" che si raffredda. L'è una nostra scelta progettuale. 1kg di vapore si scaldano da L ed L'. In calore si scaldano solo da L' ed O.



Stabiliamo la "me" con il spunto bilancio:
 $me(i_p - i_l') = 1 \cdot (i_l' - i_l) \Rightarrow me = \frac{(i_l' - i_l)}{(i_p - i_l')}$

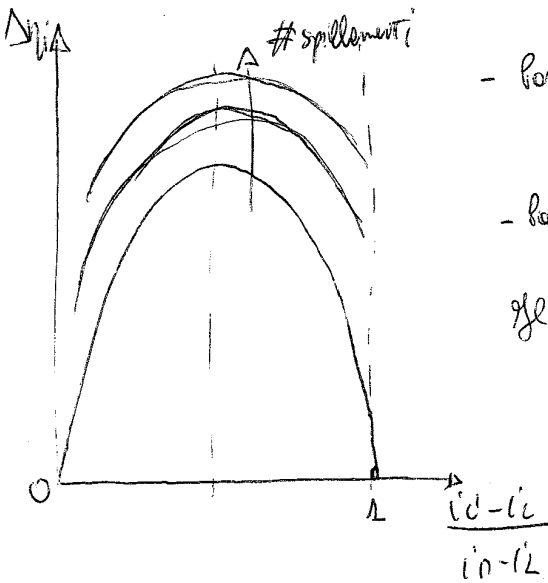
DIMOSTRAZIONE ANALITICA

$$\eta_i^1 = \frac{L_i^1}{Q_i^1} = \frac{L_{i,b} + m_e (i_0 - i_p)}{(1 + m_e)(i_0 - i_L^1)} = \frac{L_{i,b} + m_e (i_0 - i_p)}{1(i_0 - i_L^1) + m_e(i_0 - i_L^1)} = \frac{L_{i,b} + m_e (i_0 - i_p)}{i_0 - i_L^1 + m_e [(i_0 - i_p) + (i_p - i_L^1)]}$$

$$= \frac{L_{i,b} + m_e (i_0 - i_p)}{i_0 - i_L^1 + m_e (i_0 - i_p) + \underbrace{m_e (i_p - i_L^1)}_{\text{perché } m_e (i_p - i_L^1) = i_L^1 - i_L \text{ (bilancio scambiatori)}}$$

$$\Rightarrow \eta_i^1 = \frac{L_{i,b} + m_e (i_0 - i_p)}{i_0 - i_L + m_e (i_0 - i_p)} \quad \text{dove } i_0 - i_L = \theta_{1,b} \Rightarrow \eta_i^1 = \frac{L_{i,b} + m_e (i_0 - i_p)}{\theta_{1,b} + m_e (i_0 - i_p)} > \frac{L_{i,b}}{\theta_{1,b}} = \eta_i^0 \quad (\text{c.v.d.})$$

• STABILIMENTO QUALI PUNTO P SCEGLIERE



- Parametro in ascisse: $L^1 \rightarrow L, x \rightarrow 0$ (livello spillamento)
 $L^1 \rightarrow \infty, x \rightarrow 1$
 - Parametro in ordinate: (incremento di η) $L^1 \rightarrow \infty$ e $L^1 \rightarrow L, \Delta \eta_i \rightarrow 0$
- Il massimo di $\Delta \eta_i$ è area a mare (dato spumante)

• RIPOTENZIAMENTO DELL'IMPANTO

- Si vuole ottenere più potenza dallo stesso impianto
- Uno dei modi è cambiare le condizioni in modo da poter agire più in su di pressione e temperatura.
- La potenza aumenta perché aumentano L_i ed i_i .
- Motivo principale per cui l'impianto cresce di potenza:

Prendiamo le turbine ^{Sia} antiche: $i_i = k_1 \cdot A \cdot \frac{P_0^0}{\sqrt{P_0^0 V_0^0}} \Rightarrow i_i = k_2 \sqrt{\frac{P_0^0}{V_0^0}}$

de potenze sempre si aumentano le pressioni. Andando su di pressione si va in una zona

