



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

**Appunti universitari**

**Tesi di laurea**

**Cartoleria e cancelleria**

**Stampa file e fotocopie**

**Print on demand**

**Rilegature**

NUMERO: 1974A -

ANNO: 2016

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

STUDENTE: Renis Claudia

MATERIA: Fondamenti di Macchine - Prof. Casalino

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.**

11/10/15

**PROPULSIONE:** dispositivo di generare una forza (in grado di cambiare il moto di un corpo).

↳ (fornire energia per accelerare un fluido).

In campo aeronautico la propulsione avviene interagendo con un fluido: l'aria, per mezzo di **ESCRETORI**.

Se siamo nello spazio, l'aria non c'è, dobbiamo avere con noi il fluido con cui scambiere la forza (**ENACRETTORI**).

In campo aeronautico →

**PROPULSIONE A FLUIDO**  
alimentate da

**MOTORE ALTERNATIVO**

**MOTORE A TURBINA**

**PROPULSIONE A REAZIONE**  
(Es. turbogetto)

LIBRI : Beccari "Macchine" vol I  
(DISPENSA) Motori alternativi PROF. COLASURDO (centro stampa)  
- Hill Peterson "Mechanics and Thermodynamics of Propulsion"  
(ne useremo una parte limitata)

↓  
[CAP 5-9]

GIOVEDÌ 11.30 → ESERCITAZIONI (non ogni giovedì)

VISITA AL MUSEO a fine corso.

ESAME : orale (2-3 domande) 15 min x parte

Casolino Pastrone  
(MACCHINE) (PROPULSIONE)

lorenzo.casalino@polito.it

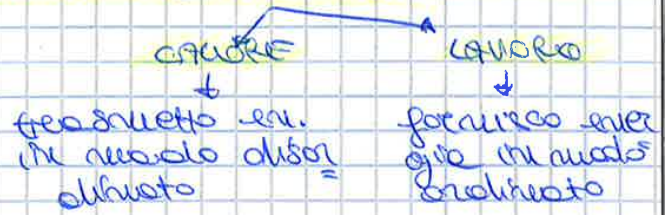
4435

PORTA 2 → DIPARTIM ENERGIA → 1° piano sopra infermeria



**1° PRINCIPIO TERMODINAMICA** → l'energia si conserva

**FORMA LAGRANGIANA** → prevede in considerazione una sista ma escluso in una certa massa m.  
A questo possiamo fornire energie o riceverle in due modi



$$Q_e + L_e = E_f - E_i$$

CAUORE FORNITO AL FLUIDO

LAVORO FORNITO DALL'ESTERNO AL FLUIDO

ENERGIA INIZIALE DEL FLUIDO

ENERGIA FINALE DEL FLUIDO



capacità di compiere lavoro.

Passando da m all'unità di massa:

$$\frac{Q_e + L_e}{m} = \Delta e$$

$$Q_e + L_e = \Delta E$$

→ ora ho grandezze MASSICHE.

Il punto di vista lagrangiano è utile per studiare i motori alternativi.

L'energia del sistema può assumere diverse forme:

$$E = U + E_c + E_g + E_{cf}$$

ENERGIA FORZE CENTRIFUGHE

ENERGIA INTERNA

legata al moto di agitazione termica di atomi e molecole che compongono il fluido. è percepita sotto forma di temperatura.

EN. POTENZ. GRAVITAZ.

importante nelle macchine rotative

ENERGIA CINETICA

legata al moto medio del sistema e al moto di agitazione termica delle molecole del fluido.



Per studiare le turbomacchine, useremo la ERGA ESTERNA del primo principio.  
 Ci serviranno un volume di controllo:



1 ingresso  
 1 uscita  
 Fornisce del calore e compie lavoro.

Prendo come sistema un pezzo nel volume di controllo e quel pezzo che esce:

(CASSING) M: in  $V_c(t) + \text{entra tra } t \text{ e } t+dt =$   
 $= \text{in } V_c(t+dt) + \text{uscita}$

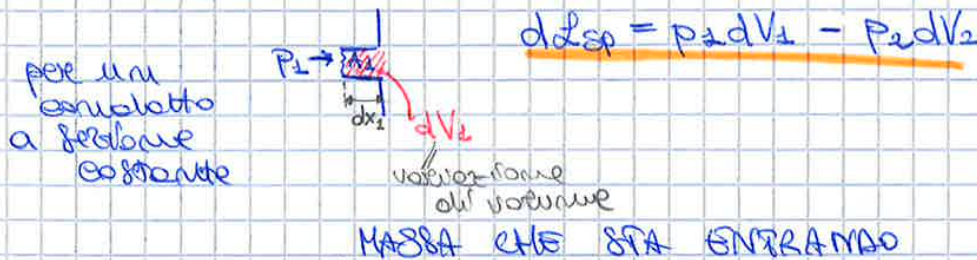
Vediamo cosa succede tra  $t$  e  $t+dt$ .



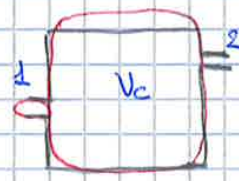
$dQ_e + dL_e = \dot{Q}_f - \dot{Q}_i$

$dQ_e = \dot{Q}_e \cdot dt$  // INTERVALLO DI TEMPO  
 // POTENZA TERMICA

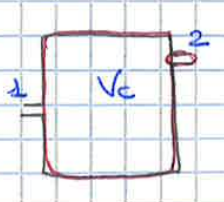
$dL_e$  → LAVORO INTERNO (= lavoro degli organi mobili)  
 +  $dL_i = P_i \cdot dt$  // PRESSIONE INTERNA  
LAVORO DI SPOSTAMENTO



$\dot{Q}_i = \dot{Q}_{vc_i} + \dot{m}_1 \cdot E_1$   
 // ENERGIA DI CUI CHE C'È NEL VOLUME DI CONTROLLO  
 // ENERGIA CHE C'È FUORI



$\dot{Q}_f = \dot{Q}_{vc_f} + \dot{m}_2 \cdot E_2$





$$di = Cp \cdot dT$$

||  
CARIORS  
SPECIFICO  
A PRESS.  
CO STANTE

→ la variazione dell'entalpia non dipende dalla trasformazione che può anche non essere a pressione costante.

## 2° PRINCIPIO TERMODINAMICA

Una delle sue formulazioni si fonda su una funzione di stato: ENTROPIA.



ENTROPIA

(S)

↓  
misura il grado di disordine del sistema.

$$Tds = du + pdv = di - vdp$$

« l'entropia di un sistema isolato lontano dall'equilibrio termico tende a salire nel tempo, finché l'equilibrio non è raggiunto ».

→ - aumenta se aumenta il disordine.  
- diminuisce se aumenta la pressione.

II PRINCIPIO: se non fornisco calore per fare la trasformazione, l'entropia del sistema è maggiore di  $dQe$ .

In un sistema isolato l'entropia è una funzione non decrescente nel tempo.

$$Tds \geq dQe \quad \text{se SISTEMA ISOLATO}$$

Viceversa l'entropia del sistema diminuisce.

Trasformo in un'uguaglianza:

$$Tds = dQe + dLw$$

$$dLw \geq 0$$

||

LAVORO DELLE RESISTENZE

PASSIVE (attriti nel fluido)

Combinando il I e II principio nella FORMA MISTA.

forma Lagrangiana (L)  $dQe + dLe = du + dE_{c,g,cf}$

forma Euleriana (E)  $dQe + dLi = di + dE_{c,g,cf}$

prendo:  $dQe = Tds - dLw$  e lo metto in (L).

FORMA MISTA

$$dLe = -pdv + \Delta E_{c,g,cf} + Lw$$

$$dLi = vdp + \Delta E_{c,g,cf} + Lw$$



TRASFORMAZIONI GENERICHE

TRASFORMAZIONE POLITROPICA

trasformazione che segue la legge del tipo  $p \cdot v^n = \text{cost.}$

$$p v^n = p_1 v_1^n$$

FORMA EULERIANA  $\rightarrow \int_1^2 v dp = \int_1^2 v_1 \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{n}} dp = \dots$

$$L_i = \int_1^2 v dp + \Delta E_{c, g, c_f} + L_w =$$

$$= \frac{n}{n-1} RT_1 \left( \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right) + \Delta E_{c, g, c_f} + L_w$$

unità di misura

$P, \dot{Q}$

$W = \frac{J}{s}$

$P$

$P_a = \frac{N}{m^2} \quad 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$

Quanto ci sono i rapporti, per le temperatur. sempre K.



Troviamo  $T_2 \rightarrow$  2 modi:

① FACCIAMO RIFERIMENTO AL LAVORO ISENTROPICO

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

lavoro reale

$$L_{is} = c_p (T_{2is} - T_1)$$

- lavoro ideale  
(che non ha mai  
di perdite)

$$\frac{T_{2is}}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

se comprimiamo un gas si scade

di solito  $< 1$ .

$$\frac{T_{2is}}{T_1} = p_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$\frac{T_{2is}}{T_1} = T_1 \cdot p_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Se cambiamo RAPPORTO DI COMPRESSIONE:

$$\Rightarrow \beta_c = \frac{p_2}{p_1}$$

troviamo  $L_{is}$  in funzione di  $p_2/p_1$ .

Per mettere in relazione lavoro isentropico e lavoro vero, uso il RENDIMENTO ISENTROPICO:

$$\eta_c = \frac{L_{cis}}{L_c}$$

$L_c \rightarrow$  LAVORO DI COMPRESSIONE

dove ①  $L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1 \left( \beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)$

$$\frac{T_2}{T_{2is}} = T_1 + \frac{L_c}{c_p}$$

(differenze)

② SUPPONIAMO DI AVERE COME TRASFORMAZIONE UNA POLITROPICA.

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}$$

Da un'adiabatica,  $n > \gamma$ , esce un compressore.

$$\textcircled{2} L_c = c_p T_1 \left( \beta_c^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right)$$

Ma riparte tra i 2 modi avviene considerando il RENDIMENTO POLITROPICO (o ideale):

$$\eta_{pc} = \frac{L_c - L_w}{L_c} \left[ \frac{\text{(lavoro - perdite)}}{\text{lavoro}} \right]$$

\* Dal I principio in forma mista:

$$L_c - L_w - \int_1^2 v dp + \Delta E_c / g_{ice} =$$

$$= \frac{n}{n-1} R T_1 \left( \beta_c^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right)$$







2) HP. Trasformata. e politropica

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{P_4}{P_3} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$T_4 = T_3 - \frac{L_t}{c_p}$$

2) 
$$L_t = c_p T_3 \left( 1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right)$$

3) 
$$\eta_{yt} = \frac{L_t}{L_t + L_w}$$
      sapendo che  $L_i = \int_3^4 v dp + L_w$

$$L_t + L_w = \int_4^3 v dp = \frac{\gamma}{\gamma-1} R T_3 \left( 1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right)$$

quindi: 
$$\eta_{yt} = \frac{L_t}{L_t + L_w} = \frac{\gamma-1}{\gamma}$$

$$\frac{\gamma-1}{\gamma} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \eta_{yt}$$

3) 
$$L_t = c_p T_3 \left( 1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \eta_{yt}}} \right)$$

$$T_4 = \frac{T_3}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \eta_{yt}}}$$

Applicando la formula mista per  $s = \text{east}$ .

$$L_{tis} - 0 = \int_{4is}^3 v dp$$

$$L_t = L_{tis} - L_w + \left( \int_4^3 v dp - \int_{4is}^3 v dp \right)$$

LAVORO DI RESUPERO

$$L_R > 0$$

causa di "tappone" fatto dalle particelle  $L_w$ .



supponendo:  
 $T_2 = T_1 \cdot \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$

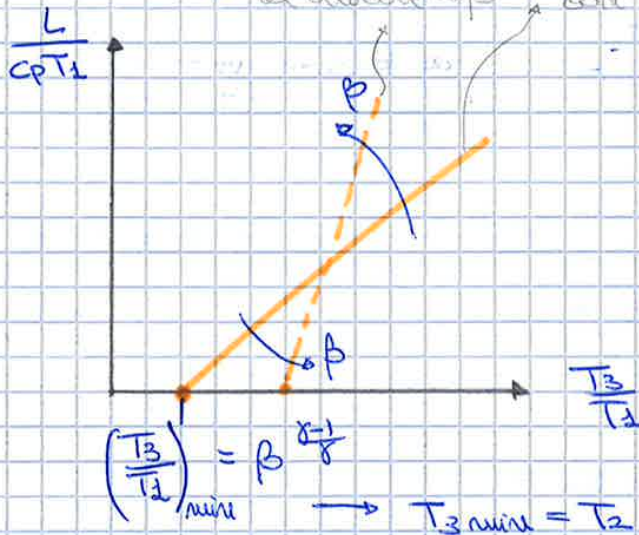
$$T_4 = T_3 / \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$\Rightarrow L = \frac{T_3}{c_p T_1} \left( 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) - \left( \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) = \left( \frac{T_3}{T_1} - \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \cdot \left( 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right)$$

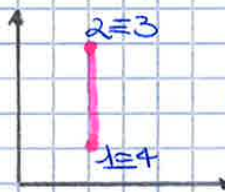
Andando a diagrammare:

al crescere di  $\beta$

il lavoro cresce linearmente con la temperatura



non posso scaldare



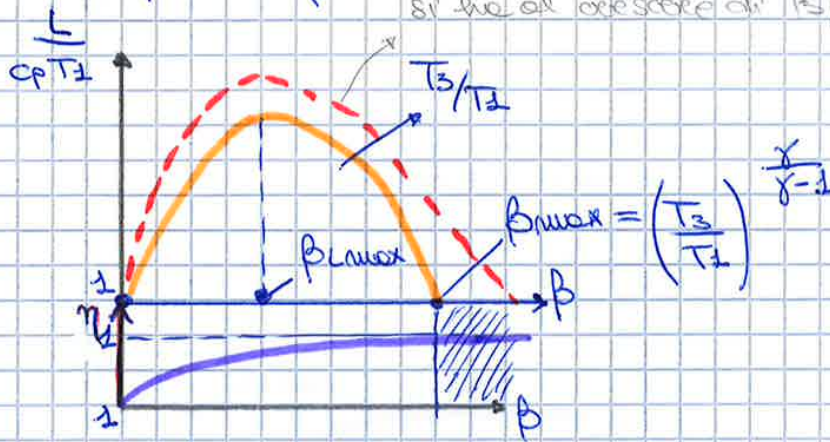
ciclo  
 ↓  
 → non si ottiene nulla

N.B

L'area del ciclo è proporzionale al lavoro.

Andamento rispetto a  $\beta$ :

si ha al crescere di  $T_3/T_1$



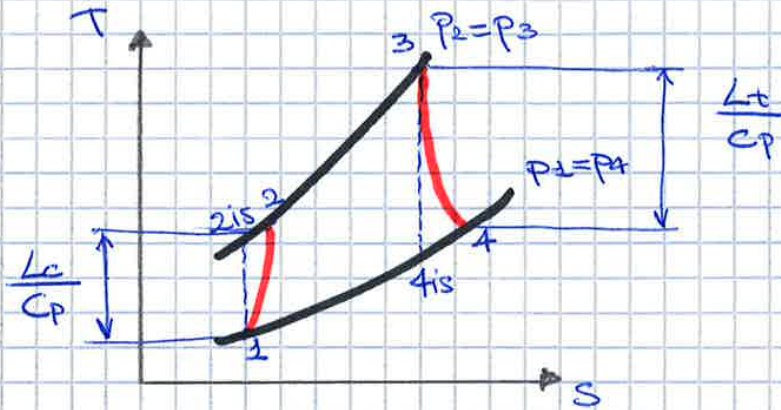
se  $\beta = \beta_{max} \rightarrow T_2 = T_3 \rightarrow$  non posso scaldare



### CICLO JOULE BRAYTON REALE

$\downarrow$   
 2 adiabotiche + 2 isobore  
 $\downarrow$   
 $L_i \neq 0$   
 $L_w \neq 0$   
 $Q_e = 0$

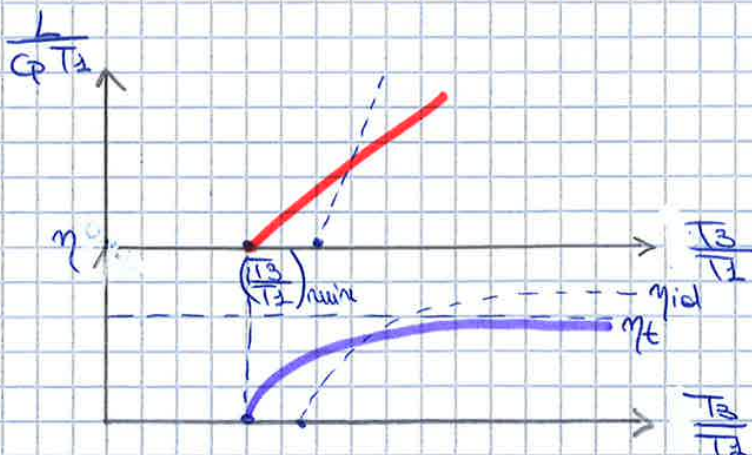
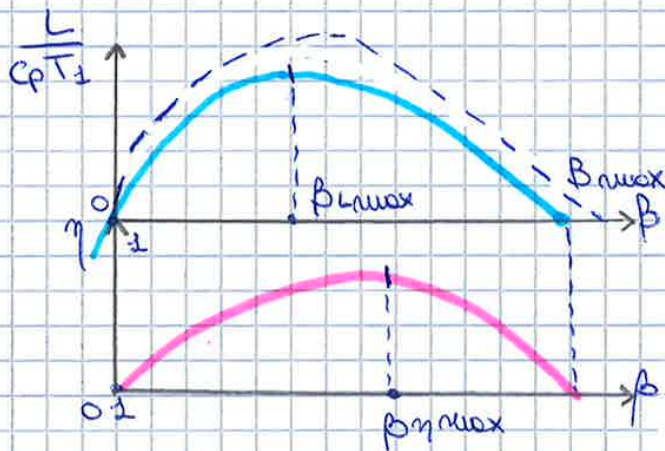
$\downarrow$   
 $Q_e = 0$   
 $L_i = 0$   
 $L_w = 0$



$$L = L_t - L_c = c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1)$$

$$\eta = \frac{L}{Q_d} \quad Q_d = c_p(T_3 - T_2)$$

Ritroviamo gli altri due estremi:



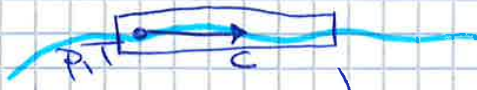
$$\left(\frac{T_3}{T_2}\right)_{\min} = \frac{\beta}{\gamma - 1}$$



8/10/15

# GRANDEZZE TOTALI (o D'ARRESTO)

riguardano ciò che può succedere alle correnti d'aria. In un certo punto del mio fluido, identifichiamo una  $T$ ,  $P$  e una certa velocità  $c$ .



Si chiamano **GRANDEZZE TOTALI** i valori assunti da ciascuna grandezza nell'**HP** in cui la corrente sia diventata istantaneamente.

cosa succede nel volume di controllo disegnato? ce lo dice il 1° PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA.

## ENTALPIA TOTALE

$$Q_e + L_i = \Delta i + \Delta E_c$$

(corrente adiabatica, senza organi mobili).  
Ipotesi di HP  $\rightarrow Q_e = 0$ ,  $L_i = 0$  (non c'è lavoro)

Allora  $\Delta \left( i + \frac{c^2}{2} \right) = 0$

entalpia      energia cinetica

$$i + \frac{c^2}{2} = i^0$$

**ENTALPIA TOTALE** è quella a cui le particelle arrivano se la sua velocità diventa 0. Essa è la somma di **ENTALPIA + EN. CINETICA**

Stazionariamo di andare da  $i_1, c_1 \rightarrow i_2, c_2 \rightarrow 0$ , allora:

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} = i^0 = i_2 + \frac{0^2}{2}$$

(facile evolvere il flusso in modo che  $c_2$  vada a 0)

## TEMPER. TOTALE

In un **GAS IDEALE** in cui  $c_p = \text{cost.}$

$$i = c_p T$$

$$i^0 = c_p T^0$$

**TEMPERATURA TOTALE** valore che raggiungeremo se fermassimo la corrente.

Dire che l'entalpia totale è costante

$$\Delta i^0 = 0$$

Significa dire che anche

$$c_p \Delta T^0 = 0$$

Per un gas, l'entalpia totale è costante.

Quindi se ho una certa temperatura, con le sostituzioni trovo una legge tra la temperat. statica  $T$  e la temperatura totale  $T^0$ .

$$T^0 = T + \frac{c^2}{2c_p}$$

Ricavate così:

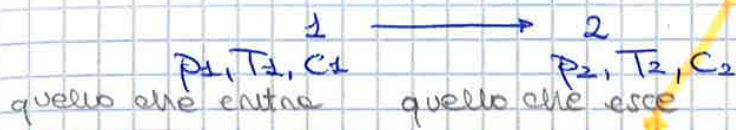
$$i^0 = c_p T^0 \Rightarrow T^0 = \frac{i^0}{c_p} \quad \text{con } i^0 = i + \frac{c^2}{2} \quad \text{e } i = T c_p$$

$$\text{Quindi } T^0 = \frac{i}{c_p} + \frac{c^2}{2c_p} = T + \frac{c^2}{2c_p}$$

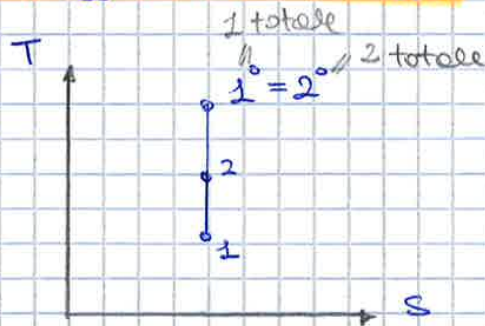
$$T^0 = \frac{i}{c_p}$$



Se studio la trasformazione ISENTROPICA (senza perdite) qui sotto:



$$C_p T_1 + \frac{C_1^2}{2} = C_p T_2 + \frac{C_2^2}{2}$$



1° e 2° saranno uno sopra l'altro.

Si noti come le grandezze totali coincidono con quelle statiche se  $C=0$ .



$$L_c = c_p (T_2^{\circ} - T_1^{\circ}) = \left( c_p (T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \right)$$

↳ il seno questo dipende dal punto di vista adottato.

LAURO IDEALE → è quello che devo fare per passare dalla pressione  $p_1^{\circ}$  a  $p_2^{\circ}$  senza perdite in un motore isentropico, cioè senza perdite.

$$L_{cis} \quad (L_w = 0)$$

$$L_{c, is} = c_p (T_{2, is}^{\circ} - T_1^{\circ})$$

$$\beta_c = \frac{p_2^{\circ}}{p_1^{\circ}}$$

**RAPPORTO DI COMPRESSIONE barometrico**

non è più il rapporto tra le pressioni statiche, ma tra le pressioni totali

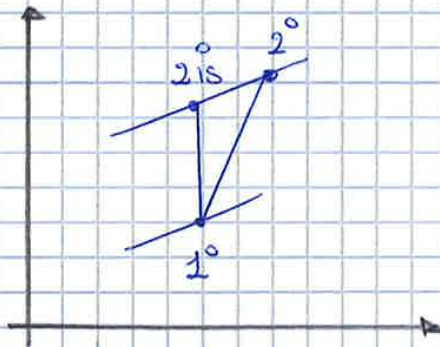
$$\frac{T_{2, is}^{\circ}}{T_1^{\circ}} = \beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Definisco il **RENDIMENTO ISENTROPICO**: lavoro ideale

$$\eta_c = \frac{L_{c, is}}{L_c} = \text{lavoro}$$

Mettendo tutto insieme:

$$L_c = \frac{1}{\eta_c} c_p T_1^{\circ} \left( \beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)$$



$$\frac{T_2^{\circ}}{T_1^{\circ}} = \left( \frac{p_2^{\circ}}{p_1^{\circ}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma \cdot \eta_c}}$$

Alla luce di ciò, possiamo scrivere  $L_c$  anche così:

$$L_c = c_p T_1^{\circ} \left( \beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma \cdot \eta_c}} - 1 \right)$$



## METODO TOTAL TO TOTAL

→ l'energia che il fluido ha all'uscita, non viene messa in conto.

$$L_{tis} = c_p (T_3^\circ - T_4^\circ)$$

↓ **LAVORO IDEALE**  
 è quello che otteniamo espandendo l'aria da  $T_3^\circ$  alla  $T_4^\circ$

$$p_t = \frac{p_3^\circ}{p_4}$$

lavoro di turbina

$$\eta_t = \frac{L_t}{L_{tis}}$$

RENDIMENTO

lavoro ideale (isentroico)

In alternativa possiamo usare un rendimento politrico più che collegare il valore di  $T_4^\circ$  al rapporto di espansione:

$$\frac{T_4^\circ}{T_3^\circ} = \left( \frac{p_4^\circ}{p_3^\circ} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \eta_{yt}}$$

## METODO TOTAL TO STATIC

→ esprime il lavoro che avrei se il fluido uscisse senza velocità.

**LAVORO IDEALE** = è quello che va da  $p_3^\circ$  a  $p_4$  (statico)

$$L_{tis} = c_p (T_3^\circ - T_B)$$

↓  
 lavoro che avrei se il fluido espandesse in modo reversibile uscisse dal punto 4 con velocità nulla, quindi con energia cinetica = 0.

Posso scrivere:

$$T_B = T_3^\circ \cdot \frac{1}{\left( \frac{p_3^\circ}{p_4} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

Definisco un rendimento ideale:

$$T_4^\circ = T_3^\circ \cdot \frac{1}{\left( \frac{p_3^\circ}{p_4} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \eta_{yt}}}$$

Il rendimento total to static è sempre più basso del rendimento total to total perché considero l'energia cinetica di uscita come spreco.



**\*ESAME\***  
100%

9/10/15

**UGEM** → condotti in cui la sezione prima diminuisce e poi si allarga (**DIVERGENTE**)

condotti in cui la sezione prima si allarga e poi diminuisce (**CONVERGENTE**)

la portata di un getto che passa in un condotto dipende dalle pressioni a monte e a valle.

**PORTATA** → massa che entra o esce nell'unità di tempo, dal nostro volume di controllo.

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

**HP**

ci limitiamo alle trattazioni unidimensionali. Tutte le grandezze sono uniformi sulla superficie  $A$  considerata. Velocità  $c \perp A$



QUANTA MASSA ATTRAVERSA A NEL TEMPO  $T$ ?

Tutte le particelle che stanno nel volume di controllo percorrono una certa  $dx$ , attraverseranno la superficie. Le particelle che stanno più indietro, percorrendo lo stesso  $dx$ , non attraversano  $A$ .

$$\frac{dm}{dt} = \rho A dx = \rho c A dt$$

Ottengo la definizione:

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

Non è sempre facile trovare i valori di  $c$  e  $\rho$  perché variano nel fluido. C'è un'altra espressione equivalente, che ritorna alle grandezze totali.

In un ugello, le grandezze totali sono costanti, quindi così va bene.

Andiamo a scrivere  $\rho$  e  $c$  in funzione delle grandezze totali:

Per definizione . . . .

istanza

$$\rho = \rho^0 \left( \frac{P}{P^0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$



Trovo la II versione equivalente alla I, ma non più dipendente dalla pressione, bensì dalle grandezze totali e dal numero di Mach

HP. GAS IDEALE PERFETTO

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad \Rightarrow \quad \rho = \frac{p}{RT} \quad p = \frac{p^0}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

$$T = \frac{T^0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}$$

Per trovare la velocità assoluta a stadi:

① I PRINCIPIO

$$\cancel{Qe} + \cancel{Vc} = \Delta i^0 \quad \text{statica}$$

$$c_p T^0 + \frac{0^2}{2} = c_p T + \frac{c^2}{2}$$

$$c = \sqrt{2 c_p T^0 \left(1 - \frac{T}{T^0}\right)}$$

→ velocità di uscita dall'ugello

$$\textcircled{2} \quad c = \underbrace{M}_{\text{Mach}} \cdot \underbrace{c_s}_{\text{velocità del suono}} = M \sqrt{\gamma R T} = M \sqrt{\gamma R \frac{T^0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}}$$

Andando a sostituire, trovo la portata:

$$\dot{m} = \frac{p^0 A}{\sqrt{RT^0}} \frac{\sqrt{\gamma} M}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2}}}$$

II VERSIONE  
è la stessa equazione scritta così.

conoscendo le Mach, posso scrivere la portata.

① e ② hanno una validità locale.



Questi grafici ci dicono anche come deve evolversi il flusso per trasportare quella portata a fronte di velocità diverse.

**OSS.**

① se la velocità aumenta ( $c \uparrow$ ).

Immaginiamo un flusso che evolve istantaneamente. Per il I principio, se  $c \uparrow$ ,  $T \downarrow$ ,  $M \uparrow$ ,  $p \downarrow$ ,  $\rho \downarrow$ . Cosa fa  $\rho c$ ? Dipende a seconda che siamo subsonici o supersonici.

- SUBSONICI  $\rho c \uparrow$  se  $M < 1$
- SUPERSONICI  $\rho c \downarrow$  se  $M > 1$

Se siamo in moto stat. in un determ. punto tutte le grandezze sono cost.

Se sono in moto stat. e sto considerando un flusso che evolve in modo reversibile, la portata deve essere la stessa nelle sezioni che sto considerando.

Quindi:  $\rho_1 c_1 A_1 = \rho_2 c_2 A_2$

non la portata corretta

Immaginiamo di spostarci lungo il punto A-B.

Se siamo in SUBSONICO  $\Rightarrow$  la portata corretta aumenta, tutto è costante  $\Rightarrow$  l'area A diminuisce.

Se vogliamo accelerare una corrente subsonica, il fluido accelera,  $M \uparrow$ ,  $A \downarrow$ .

Se sono in C e voglio andare in D, la portata corretta  $\downarrow$  e  $A \uparrow$ .

↓  
IDEM PER IL "I VERSIONE" in termini di pressione

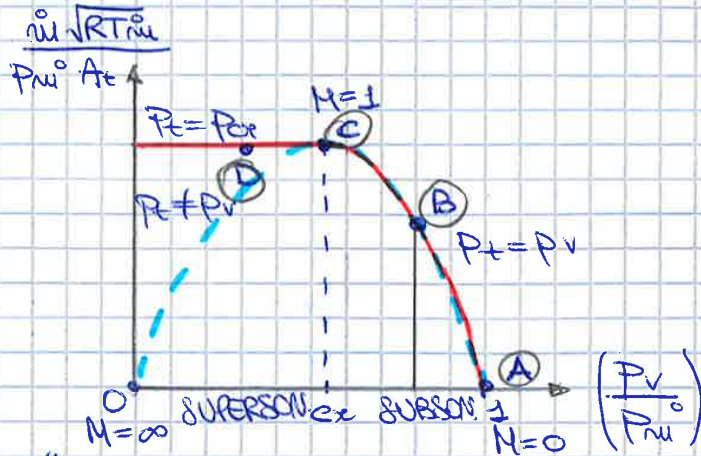
**CONCLUSIONI**

	(CONVERG.) area dimin. ↑	area aumenta (DIVERG.) ↑
	$dA < 0$	$dA > 0$
(SUBSON) $M < 1$	$c \uparrow$ $p \downarrow$	$c \downarrow$ $p \uparrow$
(SUPERS) $M > 1$	$c \downarrow$ $p \uparrow$	$c \uparrow$ $p \downarrow$

② Se voglio accelerare una corrente da subsonica a supersonica, ho bisogno di un condotto che si allarghi e arrivi a  $M = 1$ , si restringe.

Se ho un condotto che si stringe e basta, mi fermerò a  $M = 1$ , non riuscirò ad andare nel subsonico.





○ → casi della pag. precedente

Il simbolo  $\dot{m}$  "I versione" sappiamo che:

$$\dot{m} = \frac{P^{\circ} A}{\sqrt{RT^{\circ}}} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ \left(\frac{P}{P^{\circ}}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P}{P^{\circ}}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$$

Se:

- ①  $P_t = P_v$
- ②  $P_t^{\circ} = P_{ni}^{\circ}$
- ③  $T_t = T_{ni} \leftarrow (Q_e = 0)$  perché adiabatica

Quindi:

$$\dot{m} = \frac{P_{t=ni}^{\circ} A_t}{\sqrt{R T_{t=ni}^{\circ}}} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ \left(\frac{P_{t=v}}{P_{t=ni}^{\circ}}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_{t=v}}{P_{t=ni}^{\circ}}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$$

Il quadruplo della portata corretta dell'ugello è lo stesso di prima se e solo se sono valide le 3 ipotesi:

- ① vale nel campo subsonico cioè nel tratto -
- ② vale se il flusso è isentropico
- ③ vale se siamo in condiz. adiabatiche

finché l'ugello è subsonico, non ci possono essere discontinuità di pressione.

nella parte a dx del ex non vale più l'uguaglianza  $\Rightarrow P_t \neq P_v$  perché altrimenti avrei bisogno di un divergente. Posso arrivare massimo a  $M=1$ .

Allora quanto vale la pressione?

A  $M=1$  ho la PRESSIONE CRITICA.

Quando la pressione di valle scende e siamo in cond. soniche, nell'ugello non succede niente, perché non se ne accorge. La portata non cambia più. Rimane nello stato critico.

Quindi a sx del punto critico,  $P_t = P_c$ .



① Verificare se il UGELLO è CRITICO o NO = verificare se:

$$\left(\frac{P_v}{P_{in}^0}\right) > \left(\frac{P}{P^0}\right)_{ce} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \approx 0,53 \div 0,54 \Rightarrow \text{UGELLO SUBCRITICO}$$

$$\left(\frac{P_v}{P_{in}^0}\right) < \left(\frac{P}{P^0}\right)_{ce} \Rightarrow \text{UGELLO CRITICO}$$

## UGELLO SUBCRITICO

$$\frac{P_v}{P_{in}^0} > \left(\frac{P}{P^0}\right)_{ce} \quad \text{SUB}$$

$$P_t = P_v \quad M_t < 1$$

$$\frac{P_t = P_v}{P_{t=nu}^0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

La portata viene:

$$\dot{m} = \frac{P_{in}^0 A_c}{\sqrt{R T_{in}^0}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ \left(\frac{P_v}{P_{in}^0}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_v}{P_{in}^0}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$$

## UGELLO CRITICO

→ la portata corretta è costante

$$\frac{P_v}{P_{in}^0} < \left(\frac{P}{P^0}\right)_{ce}$$

$$M_t = 1$$

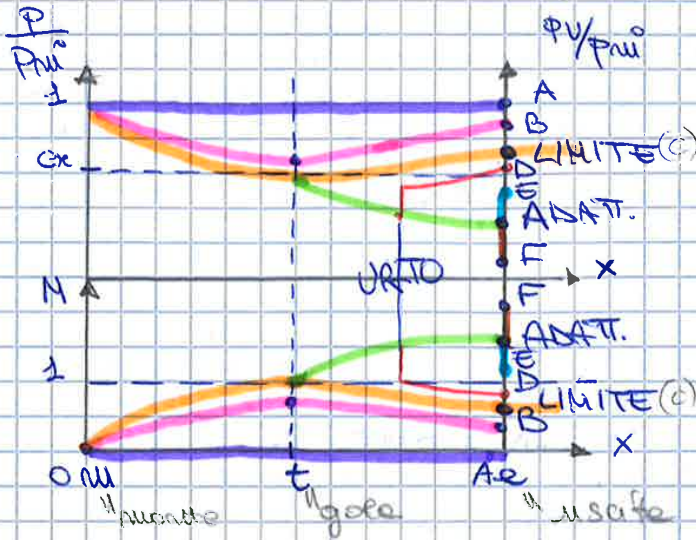
$$P_t = P_{ce} = \frac{P_{in}^0}{\left(P/P^0\right)_{ce}}$$

La portata sarà la portata critica:

$$\dot{m} = \dot{m}_{ce} = \frac{P_{in}^0 A_c}{\sqrt{R T_{in}^0}} f(M)$$

$$f(M) = \frac{\sqrt{\gamma} M}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$





b) Riduco un po' la  $P_v$ . Le sequenze risale il condotto e si stabilisce una condizione di equilibrio caratterizzata da  $P_e = P_v$ .  
 Nel tratto convergente la velocità aumenta fino a raggiungere il  $M_{max}$  in gola, ma il fluido poi rallenta fino a raggiungere la sezione di uscita.

c) Posto ora  $P_v$  a un valore ancora più basso che almeno permette questa condizione si detta **caso limite o choke** **subsonico**.

La  $P_{lim}$  è il valore di  $P_v$  per cui il  $M$  in gola vale 1. Superata la gola la corrente rallenta e  $P_e = P_v = P_{lim}$ .  
 Dato che il convergente è diventato critico, metterà altre condizioni di  $P_v$  se scenderà invariate  $M = M_{cr}$ .  
 Quindi nel **CASO LIMITE**:

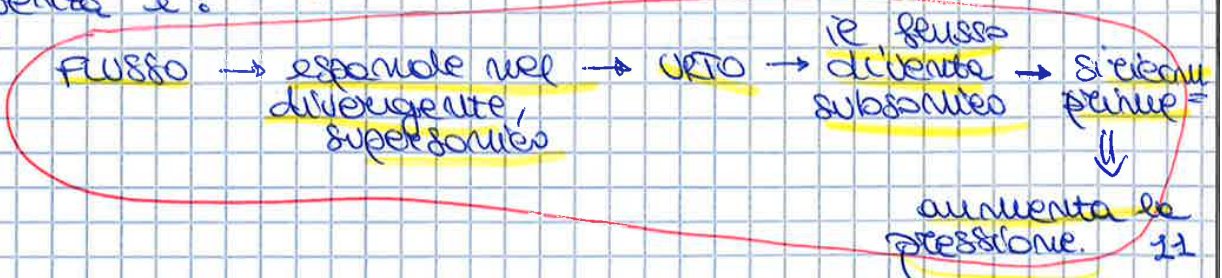
- nel convergente: il fluido si espande fino a  $P_{0c}$  e  $M_t = 1$ .
- nel divergente:  $M < 1$ ,  $p \uparrow$ ,  $M \downarrow$

Si chiama **PUNTO DI ADATTAMENTO** il punto di intersezione delle due curve.

Il flusso "decide" cosa fare: se possibile lo strada vede o accelera a seconda del tipo di pressione che si ha a valle.

nel divergente ad **overshoot**.

d) Se mi metto nella condizione  $P_{0d} < P_v < P_{lim}$ , le sequenze resta fermo. Nel convergente resta tutto come prima.  
 Se invece  $P_v < P_{lim}$ , il flusso si espande per un po' r ma si ricompone prima di arrivare all'uscita. **AD LIM**  
 la sequenza è:





E) Se  $P_v$  è nel 1° intervallo, la corrente diventa supers. nel diverg. ma dovendo essere  $P_e = P_v$  la corrente in qualche modo deve formare sottosonica e questo è possibile attraverso un urto d'alto. Questo urto non può che  $P_v$  decresce si sposta verso l'uscita fino a entrare d'entri se  $P_v = P_{e0}$ . Quando  $P_v$  è nel 2° intervallo la corrente rimane supersonica e compaiono solo urti obliqui. Questi sono collocati nel diverg. e questo è possibile se l'ugello serve per generare una spinta.

- $P_{ad} < P_v < P_{e0}$
- $P_v < P_{ad}$

(VEDI SCHEMMA IN FONDO ALLA PAG. PRECEDENTE).

f) inizialmente il flusso è già nel divergente, si può scendere il segnale dovrebbe scendere nel convergente ma la sua velocità è sonora, per cui  $P_e = P_{ad} > P_v$ . Ne consegue un'espansione, che avviene però solo al di fuori dell'ugello. Quindi nell'ugello non cambia nulla.

Riassumendo:

se  $\left(\frac{P}{P_0}\right)_E < \left(\frac{P_v}{P_{v0}}\right) < \left(\frac{P}{P_0}\right)_{lim} \Rightarrow M_t = 1 \Rightarrow$  **URTO RETTO NEL DIVERGENTE**  
 avviene tra LIM e un punto è preso più o meno a metà

se  $\left(\frac{P}{P_{ad}}\right) < \left(\frac{P_v}{P_{v0}}\right) < \left(\frac{P}{P_0}\right)_E \Rightarrow$  **URTO OBLIQUO FUORI**

se  $\left(\frac{P_v}{P_{v0}}\right) < \left(\frac{P}{P_0}\right)_{AD} \Rightarrow$  **ESPANSIONE FUORI**

\* In campo sottosono non ci possono essere discontinuità di pressione ( $P_e = P_v$ ).  
 Quindi:  $P_e = P_{v0}$   
 $P_e = P_v$  \*

COME TROVIAMO  $P_{e0}$  e  $P_{ad}$ ?

$P_{e0}$  e  $P_{ad}$  sono gli unici due punti in cui la portata è quella critica e la sua curva soddisfa le tre HP prima enunciare. Allora possiamo scrivere:

$$\dot{m} = \dot{m}_{cr} = \frac{P_{v0} A_e}{\sqrt{R T_{v0}}} \cdot f(M_t = 1) =$$

$$= \dot{m}_{e0} = \frac{P_{v0} A_e}{\sqrt{R T_{v0}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ \left(\frac{P}{P_{v0}}\right)_{AD}^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P}{P_0}\right)_{AD}^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]}$$

LIM, AD:  $T_e = T_{v0}$   
 $P_e = P_{v0}$   
 $P_e = P_v$   
 $M_t = 1$



## 2° PARTE : TURBOMACCHINE

REGISTR 11 (15)

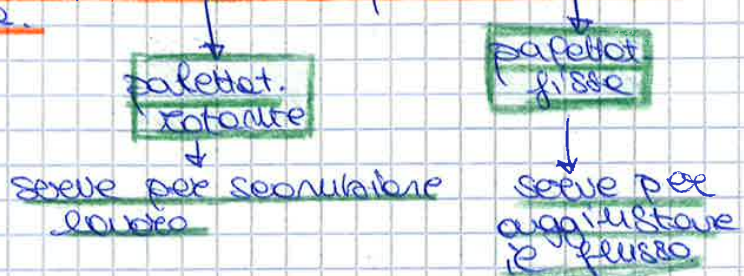
Annuario

15/10/15

maggioremente usate in campo aeronautico perché è in grado di generare una maggiore portata d'aria rispetto a una macchina idraulica.

Una turbomacchina è costituita da palette d'aria passate tra queste palette, scambiando calore con esse e se queste sono in movimento, scambiando anche lavoro.

Nei compressori viene prima il rotore e poi lo statore. Nei turbine il viceversa.



### COMPRESSORE

- Nel rotore c'è uno scambiatore di lavoro  $\Rightarrow L_i > 0$ . A seguito del lavoro ricevuto, il fluido viene accelerato e compresso  $\Rightarrow c \uparrow, p \uparrow$ .
- Nello statore non c'è lavoro  $\Rightarrow L_i = 0$ . La velocità diminuisce e guadagniamo pressione  $\Rightarrow c \downarrow, p \uparrow$ .

$\hookrightarrow$  tutto ciò è descritto dal I principio in forma mista.

$$L_i = \int \sigma dp + \Delta E_c$$

### TURBINA

- Nel rotore svolgiamo lavoro  $L_i < 0$ . La velocità scende e la pressione scende, o sale.



- Nello statore  $L_i = 0, p \downarrow, c \uparrow$

### NOTA

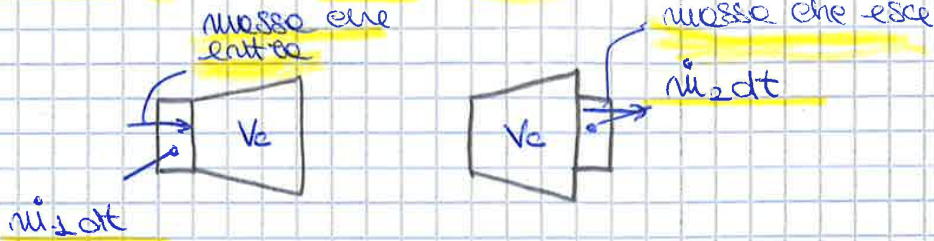
Lo scambiatore di lavoro avviene grazie a cambiamenti di velocità delle particelle  $\Rightarrow$  si parla di MACHINES DYNAMIQUES.



(Dal punto di vista logico ragioniamo)  
 Chiamo **momento delle quantità di moto**:

$$M = \frac{dK}{dt} \rightarrow \text{momento angolare}$$

INIZIO:  $t \rightarrow$  FINE:  $t + dt$



**HP**

- **CASO STAZIONARIO**

-  $\dot{m}_2 = \dot{m}_1 = \dot{m}$

perché siamo nel caso stazionario

$$-\frac{dK}{dt} = [K_{Vc2} + dK_2 - (K_{Vc1} + dK_1)] \cdot \frac{1}{dt}$$

momento angolare del volume di controllo negli istanti finali

momento angolare delle masse 2 che sta uscendo.

$$M = \dot{m} (r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1}) \quad (3)$$

(Dal punto di vista esterno)

Per calcolare il lavoro dobbiamo aiutarci ad applicare questa formula a una struttura paleata rotoria.

- 1  $\rightarrow$  INGRESSO ROTORE
- 2  $\rightarrow$  USCITA ROTORE



numero palete forze nelle direz. di trasmiss. dalle singole palete

$$M = N \cdot F_u \cdot r$$

$M_{ROTOR} = M$  (perché trascurati altri effetti dovuti al rivestimento esterno)

La potenza scambiata:

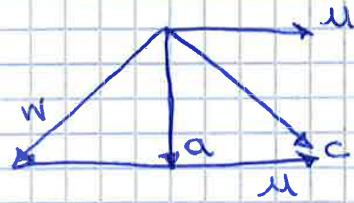
$$P = M_{ROTOR} \cdot \omega = M \omega = \dot{m} \omega (r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1})$$

La potenza scambiata è legata al lavoro interno dalla relazione:

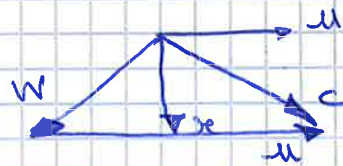
$$L_i = \frac{P}{\dot{m}} = \omega (r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1})$$



In una successione assiale:  $c_x = 0$



In una successione radiale:  $c_a = 0$





**COME DEVE ESSERE FATTA UNA PALETTA PER REALIZZARE IL  $\Delta$  DI VELOCITÀ?**

Chiamo  $\alpha$  : ANGOLO VELOCITÀ ASSOLUTE  
 $\beta$  : ANGOLO VELOCITÀ RELATIVE

La direzione di  $C_1$  e  $W_2$  sono fisse e dipendono da come è fatta la macchina.

La direzione di  $W_1$  e  $C_2$  dipendono dal numero di giri e dalla portata.

In genere a valle della presa d'aria  $U_1$  è l'INLET GUIDE VAN che ruota  $C_1$  in modo da portarci ad avere la direzione desiderata. Questa direzione si esprime attraverso l'angolo  $\alpha_1$  (= ANGOLO COSTRUTTIVO), che dipende da come è fatta la macchina e NON da come funziona.

La  $W_1$  che invece non ha una direz. fissa è individuata dall'angolo  $\beta_1$  (= NON COSTRUTTIVO), che dipende dal funzionamento.

La palette del rotore deve ruotare a ruotare la  $W_1$  fino a portarla alla  $W_2$  che deve essere // al bordo d'uscita del rotore stesso. La sua direzione è identificata dall'angolo  $\beta_2$  che è un ANGOLO COSTRUTTIVO.

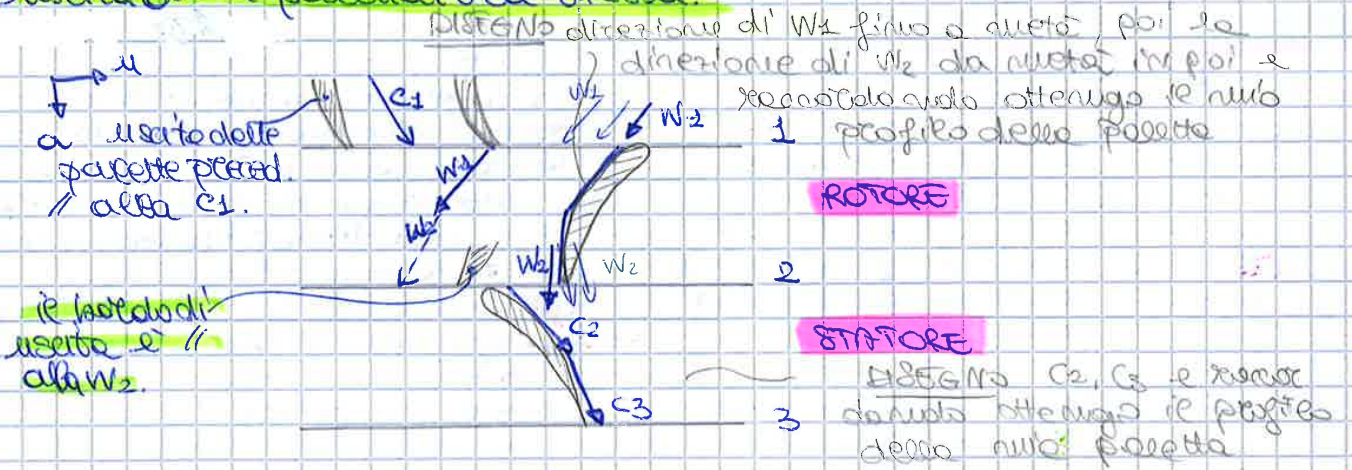
La geometria delle palette dello girante si ottiene ricorrendo le direzioni di  $W_1$  e  $W_2$ .

Lo scopo dello statore è quello di mantenere la corrente per determinare un aumento di p. Lo scopo dello statore è anche quello di riportare la velocità nella direzione di  $C_2$ .

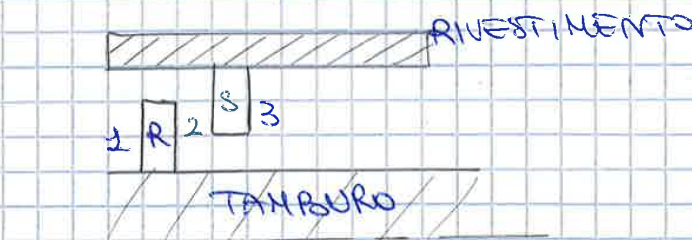
**NOTA:** GLI ANGOLO COSTRUTTIVI DETERM. L'ANDAM. DEL LAV. IN FUNZ. DELLA PORTATA.

Quando una corrente che attraverso una schiera di palette la presa a monte è  $\neq$  della presa a valle.

Se non c'è stallo, la velocità di uscita dalle palette, può essere assunta parallela al bordo di uscita della palette stessa.



VISTA IN SEZIONE



Le compressore funzionano bene se il bordo d'attacco forma un angolo non molto grande con la corrente che arriva.



Se ora otteniamo:

$$\varphi = \frac{C_0}{u}$$

coefficiente di portata

$$\psi = \frac{L_c}{\frac{u^2}{2}}$$

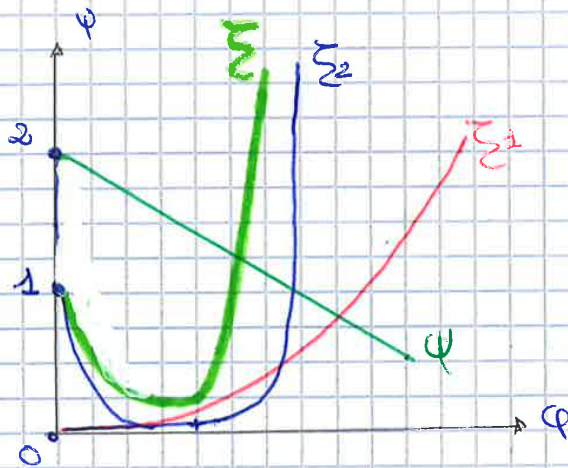
coefficiente di pressione

Sostituendolo nella formula del lavoro:

$$\psi = 2 \left( 1 + \varphi (\cotg \beta_2 - \cotg \alpha_1) \right)$$

Se abbiamo  $\psi$  e  $u$ , possiamo calcolare il lavoro.

Tracciamo l'andamento sui grafici  $\psi - \varphi$ .



**oss**

- Per  $\varphi = 0 \Rightarrow \psi = 2$
- Retta decrescente
- A parità di  $u$ , più si passa, meno lavoro faccio.

**ESPRESSIONE ALTERNATIVA LAVORO**

**1° PRINCIPIO**

$$L_i + Q_e = \Delta i + \Delta E_c, \text{ / c.f.}$$

=> perché ci mettiamo nel caso adiabatico

nel RIF. FISSO

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

nel compress. assiale non c'è  $\times K \quad u_2 = u_1$

nel RIF. ROTANTE (solidale al rotore)

$$0 = c_p (T_2 - T_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

(le mie palette non si muovono).

Trattiamo quindi un' espressione alternativa per il lavoro:



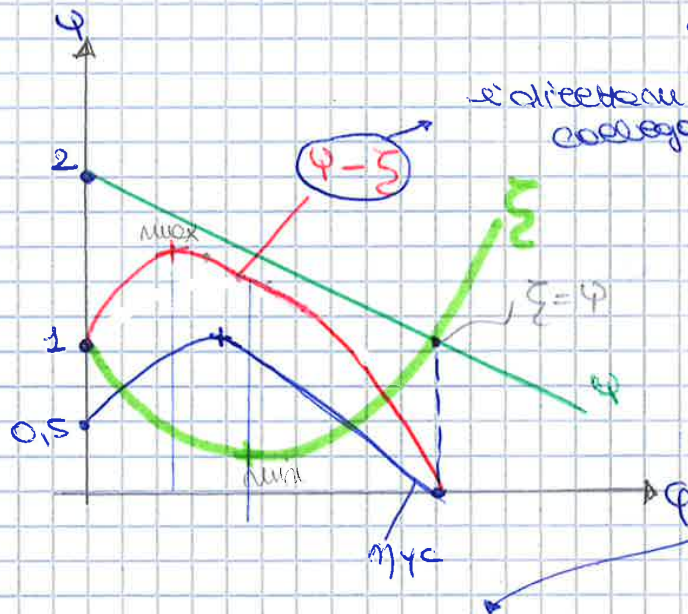
PERCHE' L'INCIDENZA E' LEGATA A  $\phi$ ?



Se cambia  $\alpha_1$ , varia anche  $\alpha_2$ . A parità di  $u$ , la  $w_2$  si inclina maggiormente.

SIMILITUDINE FLUIDODINAMICA

La direzione (e l'incidenza) che  $w_1$  ha sulle palette, cambia con  $u$  e  $\alpha_1$ . Analogamente di  $\alpha_2$  a parità di  $u$  cambiano  $w_2$ . Lo stesso succede se ci sono variazioni di  $u$  a parità di  $\alpha_1$ . Compressori che lavorano in SIMILITUDINE avevano stesso  $\phi \Rightarrow$  Triangoli simili con stessi angoli. Compressori in similitudine avevano lo stesso  $\phi$  stesso  $\xi$ . Sommando  $\xi_1$  e  $\xi_2$  trova il coeff. di perdita compressivo ( $\xi$ ).



due compress. in similitudine avevano lo stesso rendimento.

$$\beta_c \approx \frac{P_3}{P_2}$$

Applico il 1° PRINC. FORMA MISTA tra i punti 1 e 3.

$$L_i = \int_1^3 v dp + \Delta E_c + L_w$$

HP  $C_1 = C_3$   
 $v \approx \text{cost.}$

Posso scrivere:  $L_i - L_w = v(P_3 - P_2)$

Proseguendo:

$$\frac{P_3}{P_2} = \beta_c = 1 + \frac{L_i - L_w}{RT_2}$$

$$L_i - L_w = P_2 v \left( \frac{P_3}{P_2} - 1 \right)$$

$$\frac{L_i - L_w}{P_2 v} + 1 = \beta_c$$



Invece del set di variabili  $T_1, \varphi$ , passo a un nuovo set di variabili:

• GIRI CORRETTI

gratuita

$$\frac{n D}{\sqrt{RT_1}} \propto \sqrt{\frac{1}{T_1}}$$

dilatamento

- al posto della  $n$  uso  $\alpha$ .
- Al posto di  $\cos$  uso la  $n$  (parte =)

• PORTATA CORRETTA

$$\frac{n \sqrt{RT_1}}{P_1 D^2}$$

$$u = \omega x = 2\pi n \cdot \frac{D}{2}$$

$$C_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot R$$

per il compressore non mettiamo l'area ma il dilatamento al quadrato

fissata la geometria,

$$A = \frac{\pi (D^2 - d_i^2)}{4}$$

dilatamento interno

$$\frac{n \sqrt{RT_1}}{P_1 D^2} = \frac{P_1 D^2 \sqrt{RT_1}}{P_1 D^2 \sqrt{RT_1}} \cdot \frac{n \sqrt{RT_1}}{P_1 D^2} \propto$$

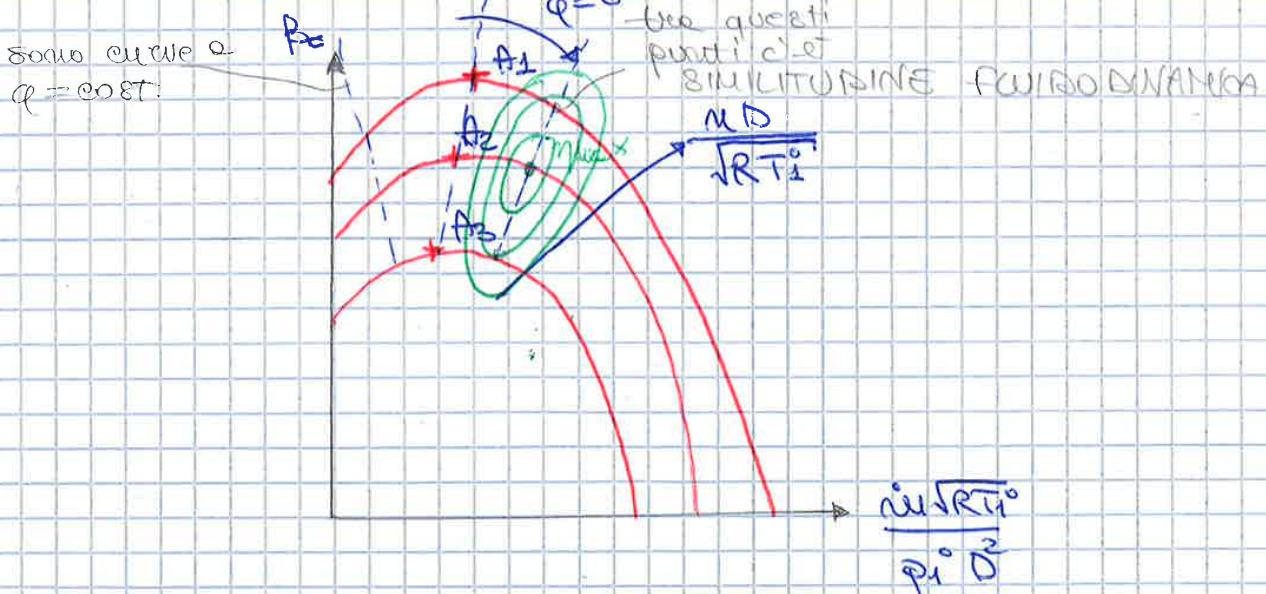
- $N_{CORR}$  dipende da  $T_1$
- $n_{CORR}$  dipende da  $\varphi$

$$\propto \varphi \cdot \frac{n D}{\sqrt{RT_1}} \cdot \left( \frac{P_1 RT_1}{P_1} \right)^{1/2} \cdot f(M_1)$$

variabile 1 se ci fosse  $P_1$

dove  $M_1 = \frac{C_1}{\sqrt{RT_1}} = \frac{C_1}{\sin \alpha} \cdot \frac{u}{\sqrt{RT_1}}$

Tradurremo il grafico di prima in un grafico con le sue variabili:





21/10/15

# FUNZIONAMENTO FUORI PROGETTO

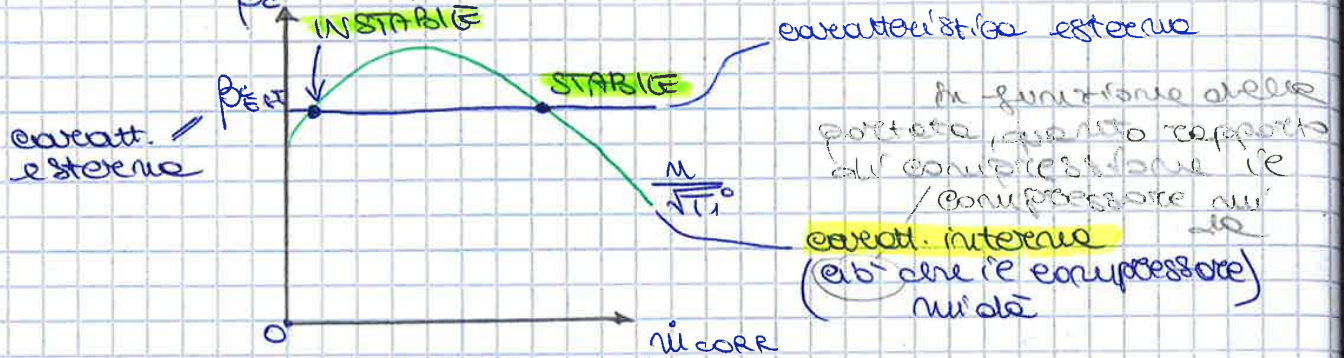
## POMPAGGIO (SURGE)

Il fenomeno consiste in una inversione del flusso all'interno del compressore, che aspira dallo scivolo e rientra all'aspirazione.

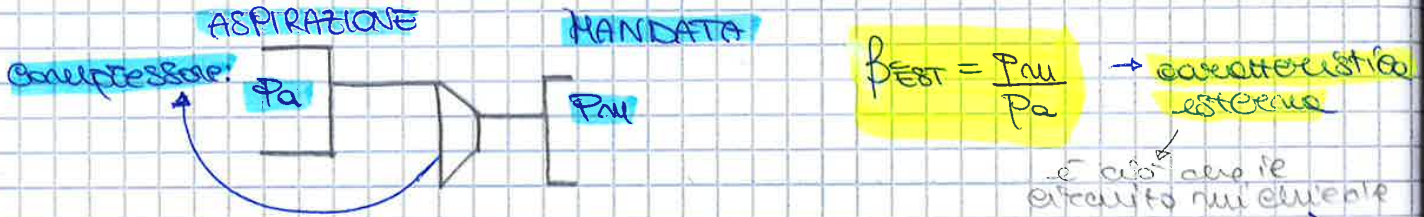
È un fenomeno dinamico che sollecita il compressore per oscillazione e rotazione.

Le linee del pompaggio rappresentano il confine tra le regioni di funzionamento: INSTABILE e STABILE.

Prendiamo la mappa del compressore:



Il mio compressore sarà inserito in un circuito:



- (sono i punti dove può lavorare il mio compressore)

## FUNZIONAMENTO STABILE

Il punto di destra è stabile perché se il compressore con portata al di sotto del  $P_{EST}$  riesce a smaltire una portata minore; quindi si sposta verso portate più piccole sulla curva della mappa fino ad arrivare nel punto stabile. Analogamente se lavora a  $P_{EST}$  più alti riesce a smaltire una portata superiore e ritorna nuovamente nel punto stabile.

all'  $P_c < P_{EST}$

$P_2 < P_m$



Immaginiamo che intervenga un qualunque disturbo (es. palette montate male, colpo di vento) che faceva aumentare la portata in. Analizziamo a funzionare un po' più a destra. Scopremo che mentre  $P_{EST}$  rimane costante, il compressore fornisce un  $\beta$  più piccolo. Cioè il compressore manda il fluido non alla pressione  $P_m$  ma ad una pressione più bassa  $P_2$ .

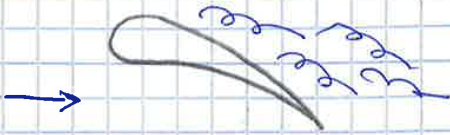
Se il mio compressore mi dà troppo poco, la si diminuisce e ritorna al punto di partenza.

In condizioni stabili si ritorna al punto di partenza.



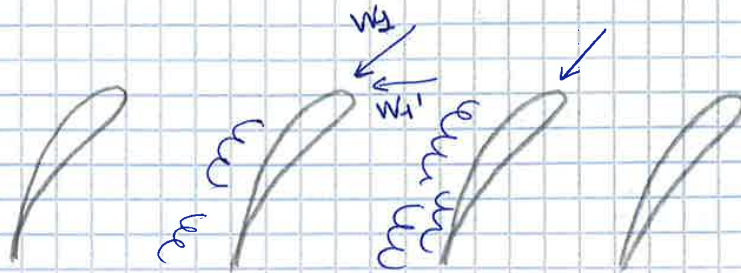
# STALLO ROTANTE

Se l'incidenza del flusso rispetto alla palette è troppo alta  $\Rightarrow$  STALLO e flusso si separa



nel nostro diagramma si verifica quando entra un vento a destra, cioè per il vento generale.

ROTORE



Stallo rotante  $\Rightarrow$  se la 1° palette stallo, lo stallo si propaga anche sulle altre. da solo crea una sorta di torciglione d'aria che dovrebbe passare tra le palette.

Quindi le distanze delle vena fluida possono dare la direzione delle sezioni di passaggio per l'aria; l'aria in arrivo si ridistribuisce sulle palette adiacenti ma all'incirca però la direzione media di ingresso  $\Rightarrow$  lo stallo si sposta sulle palette vicine a quella stallata inizialmente che dopo la ridistribuzione di aria tende a funzionare normalmente.

Questo processo va avanti finché le palette ruotano nel verso opposto alla girante.

Forare in genere stallano contemporaneamente più palette (3 o 4) questo fenomeno provoca squilibri anche dinamici.  $\Rightarrow$  pericoloso.

lo stallo non rimane fisso su una stessa palette, ma gradualmente le precede tutte.

la corrispondenza degli urti, che più risente di stallo.



2

Questo problema è più sentito nello STATORE. <sup>all'hub (radice delle palette della statore)</sup>  
 $C_p \rightarrow$  misura dell'aumento di pressione che il flusso deve avere.

nel ROTORE : - all'ingresso abbiamo  $P_1$  bassa  
 - all'uscita abbiamo  $P_2$  alta

nello STATORE : - all'ingresso  $\rightarrow P_2$  relativa. bassa  
 - all'uscita  $\rightarrow P_3$  relativa più alta

distinguiamo:

$$C_{PR} = \frac{P_2 - P_1}{\frac{1}{2} \rho W_1^2}$$

rotore

$$C_{PS} = \frac{P_3 - P_2}{\frac{1}{2} \rho c_2^2}$$

statore

$C_p$  è una misura del rischio di stallo  $\rightarrow$  si verifica per  $C_p \approx 0,5$

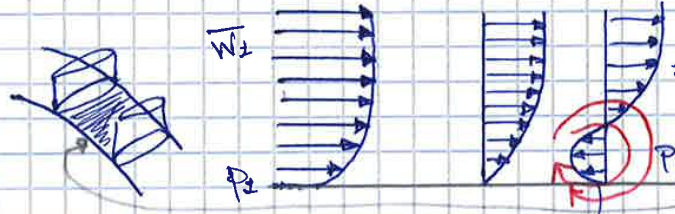
$$C_p < C_{max} \text{ dove } C_{max} = 0,5$$

PERCHÉ UN AUMENTO DI PRESSIONE PROVOCA LO STALLO?

Se applico il 1° PRINCIPI. al rotore (= RIFERIM. ROTANTE)

$$\int_{z=0}^L \rho \omega r dr + \Delta E_{c, g, c} + Lw$$

La pressione aumenta perché l'eq. di continuità diminuisce. Questo è un limite del compressore assiale. Limite che non abbiamo nel compressore centrifugo.



Lo stallo riguarda le pareti dove con le palette diminuisce il flusso. Cosa succede quando il flusso scende lungo queste pareti?

Quando sono vicini alle pareti, sono nello STRATO LIMITE dove il flusso passa da velocità 0 alle  $W_1$ . Il guadagno di pressione  $P_2 - P_1$  è legato alla diminut. da  $W_1$  a  $W_2$ .

Il guadagno di pressione mi fa rallentare le particelle. Il rallentamento avviene anche se creiamo dei vortici  $\Rightarrow$  STALLO

$$\frac{P_2 - P_1}{\rho} = \frac{W_1^2 - W_2^2}{2}$$

$C_a = W_2 \sin \beta_2 = W_1 \sin \beta_1$   
 trovato un legame tra  $\beta_1$  e  $\beta_2$   
 $\sin \beta_2 > 0,5 \sin \beta_1$   
 Questo vale nello statore e nel rotore:  
 le velocità e la loro rotazione non devono essere troppo diverse. Come fare ci è detto dalla limitazione sul  $\beta_2$ .

Queste limitazioni ci dicono quali premolibiamo il  $C_p$  del rotore.

$$C_{pe} = \frac{P_2 - P_1}{\frac{1}{2} \rho W_1^2} = 1 - \frac{W_2^2}{W_1^2} \leq 0,5$$

$$W_2^2 > 0,5 W_1^2$$



22/10/15

**IGV**

Nel nostro tipico triangolo di velocità, all'ingresso del rotore abbiamo in genere:



Ma sappiamo che esiste una limitazione su  $M_{1rel}$  che si impone:

$$M_{1rel} < M_{max}$$

↳ è legato alla  $w_1$  che dovrà essere  $w_1 < M_{max} \times c_1$

Quindi le limite su  $M_{1rel}$  è in realtà un limite sulla velocità?

Se analizziamo a costruirsi il modulo di  $w_1$ :

$$|w_1| = \sqrt{w_{a1}^2 + w_{u1}^2} = \sqrt{c_1^2 + (c_{u1} - u)^2}$$

sono due modi  
x che in stesso  
modo.

Se  $w_1$  è limitato, anche  $c_1$  e il secondo termine devono essere relativamente piccoli. Ma  $c_1$  non può essere ridotto eccessivamente perché determiniamo la portata. Se faccio scendere troppo la  $c_1$ , devo aumentare l'area  $\rightarrow$  v. una macchina troppo grande, pesante.  
L'unica cosa che si può fare è premere una  $c_{u1} > 0$ .



A parità di rotazione della velocità,

$$L_c = u(c_{u2} - c_{u1}) = u(w_{u2} - w_{u1})$$

il lavoro è più grande se  $u$  è più grande.

Per l'IGV il compressore può dare più lavoro, ruotando più veloce.

↳ IGV poco usati nei turbopompe, molto usati nei turbogetti semplici.



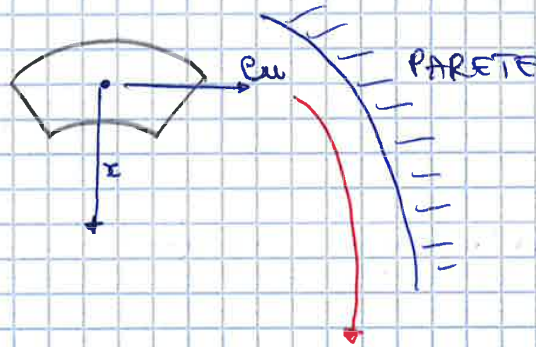
# EQUILIBRIO RADIALE

La **lunghezza delle pareti non è trascurabile**  
 Le  $u_1$  e  $u_2$  variano in funzione delle posizioni radiali.

In una macchina assiale  $\rightarrow$   $\sigma_t = \sigma_{\theta t} = 0$

è costante lungo l'asse (ingresso, punta, uscita)

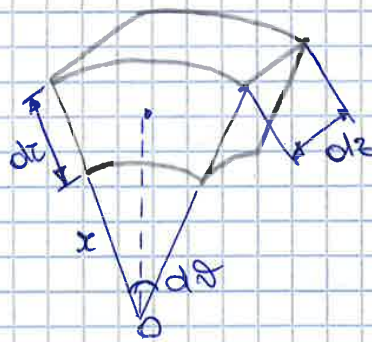
Prendiamo un **volume infinitesimo di arco** rotato di  $\alpha$  (velocità tangenziale).  
 La particella segue una circonferenza perché c'è una forza che la fa girare. È la parete che costringe la particella a mantenere  $\alpha = 0$ .  
 La traiettoria è circolare perché le particelle subiscono una pressione maggiore all'esterno piuttosto che all'interno.



Per studiare il moto della particella si utilizza un sistema di riferimento **solidale alla particella stessa**.

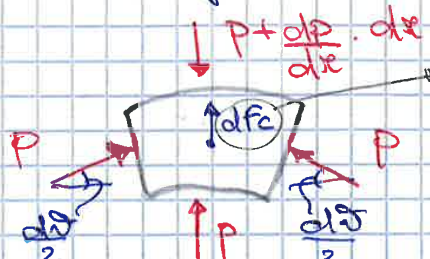
**RIFERIM. ROTANTE**

veloc. angolare  $\omega = \frac{Cu}{r}$



nel nuovo sistema di riferimento il suo volume resta fermo.  
 Le forze che agiscono sulla particella sono:  
 - **CENTRIFUGA**  
 - **ATTRITO**  
 - **DI PRESSIONE**

Vista frontale:



forze centrifughe sono infinitesime perché lo spessore è infinitesimo



↓  
 ne deriva  $\frac{dT_{2,3}^0}{dx} = 0$  e  $\frac{dP_{2,3}^0}{dx} = 0$ , e tutto il fluido  
 sarà compresso e uniforme anche in uscita.

COME DEVONO VARIARE LE COMPONENTI DI VELOCITÀ  
 PER SODDISFARE QUANTO DETTO?

$c_p \frac{dT^0}{dx} = 0$  la conservazione scrive:

$$\underbrace{c_p \frac{dT^0}{dx}}_{\text{entalpia totale}} = \underbrace{c_p \frac{dT}{dx}}_{\text{entalpia statica}} + \underbrace{\frac{d(c_a^2 + c_u^2)}{2dx}}_{\text{energia cinetica}}$$

Sfrutto l'eq. dell'entropia:

$$T \frac{ds}{dx} = 0 = c_p \frac{dT}{dx} - v \frac{dp}{dx}$$

ne l'equilibrio radiante:

$$v \frac{dp}{dx} = \frac{c_u^2}{x}$$

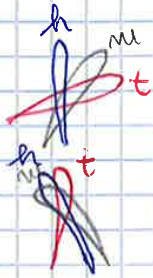
Spero la derivata:

$$\frac{dc_a^2}{dx} = - \frac{1}{x^2} \frac{d(xc_u)^2}{dx}$$

legame da adottare  
 tra  $c_a$  e  $c_u$  per  
 garantire l'uniformità  
 del flusso in uscita.



di coefficienti di dipendenza da:  
 - coefficienti del taglio.



ROTORE

STATORE

23/10/15

## SVERGOLAMENTO A VORTICE ESPONENZIALE

È un criterio molto più utilizzato rispetto allo svergolamento a vortice libero.

Si prende un coefficiente secondario in legge:

$$c_{cu} = a + bx$$

Assumo:  $c_{cu1} = a_1 + b_1 x$

$$c_{cu2} = a_2 + b_2 x$$

Verifichiamo subito che:

$$x(c_{cu2} - c_{cu1}) = a_2 - a_1 + (b_2 - b_1)x$$

affinché questo lavoro sia costante, cioè indipendente da  $x$ , deve essere:  $b_1 = b_2$ .

(in tal modo si annulla il termine  $x(c_{cu2} - c_{cu1})$  non dipende più dal taglio.)

Quindi  $c_{cu}$  non è più costante, ma sarà funzione di  $b$  e di  $x$ , ovvero  $b$ .

Se  $c_{cu}$  non è costante, necessariamente  $C_a$  è costante.

Verifichiamo che  $a$  e  $b$  sono legati dalla relazione:

$$\frac{dC_a}{dx} = -\frac{1}{x^2} \cdot \frac{d(c_{cu})^2}{dx}$$

Quindi se ② non è costante, necessariamente ① sarà costante.

COME SI MODIFICA IL NOSTRO T.D.V.?





COME CAMBIA IL T.D.V. NEL 1° STADIO SE SIAMO ALL'AVVIAMENTO?

$$\dot{n}_i = \rho \cdot c_a \cdot A$$

$$\dot{n}_{ip} = \rho_p \cdot c_{ap} \cdot A$$

**PRIMI STADI**

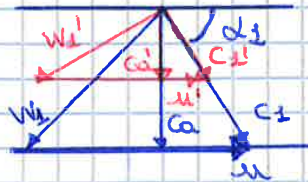
$$\dot{n}_i < \dot{n}_{ip}$$

$$\Rightarrow c_a < c_{ap}$$

Nel primo stadio

$$\rightarrow f = f_p = f_{ambiente}$$

se T.D.V. diventa:



RICORDA:

$d_1$  è un angolo costante, che dipende da quello che c'è davanti al nuovo stadio (es. dall'IGV se questo è il primo stadio precedente se sto nello stadio successivo...).

Hip. che la nuova  $c_a$  sia  $c_a' < c_a$ .

Quando la  $c_a$  si riduce, ottengo il nuovo triangolo di velocità.

Se  $c_a$  si riduce, anche  $c_1$  deve ridurre e la sua direzione non deve cambiare. Una volta che ho  $c_1'$ , sottraendo  $u'$  (che rimane la stessa), trovo  $w_1'$ .

Quindi quando il compressore viene avviato, la direzione delle  $w_1$  è molto più inclinata di quella di progetto.

Se invece avessi:



l'incidenza delle  $w_1$  sarebbe troppo alta  $\Rightarrow$  STALLO POSITIVO sul dorso della palette.

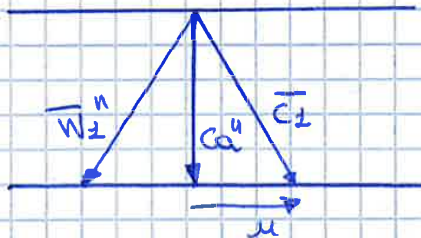
**ULTIMI STADI**

(alla fine del nuovo compressore)

$$\dot{n}_i < \dot{n}_{ip}$$

$$f = f_{amb} < f_p = \left( \frac{c_{ap}}{c_a} \right)^2 \Rightarrow c_a'' > c_{ap}$$

se T.D.V. diventa:



OSS

• la  $w_2''$  è più spostata a destra rispetto a quanto accade nei primi stadi.



### 3° METODO: COMPRESSORE MULTIALBERO

Invece di avere tutti gli stadi montati sullo stesso albero, obbligati a girare alla stessa velocità angolare, si separa in 2 o più alberi.

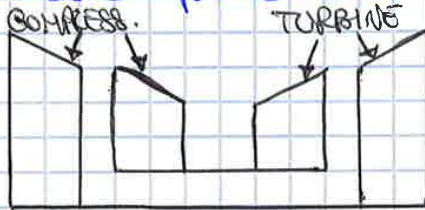
Albero più tipicamente:

- 2 alberi concentrici:
  - ← di alta pressione
  - ← di bassa pressione

su cui è montato il compressore di bassa pressione.

su cui è montato il compressore di alta pressione.

In un turbogetto questi (↑) sono mossi rispettivamente da una turbina di alta pressione e da una turbina di bassa pressione.



La potenza fornita dalla turbina leggera quella richiesta dal rispettivo compressore.

### Cosa succede negli stadi di B.P.?



• Sono anolati in stallo sul dorso. Se una palette va a stallo sul dorso nel suo moto, quando viene investita dallo  $w_1$  subisce una forza frenante molto grande.

Se momento frenante che agisce sul compressore  $M_f$  è

$$M_f > M_{fp} = M_{turbina}$$

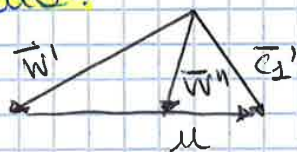
la potenza richiesta per far girare il compressore è maggiore quando le palette sono stallate.

CONSEQUENZE:

$$\omega \downarrow \quad u \downarrow$$

⇒ All'avvicinamento l'albero di bassa pressione tende a girare più piano di quanto farebbe se il flusso fosse già a regime, in condiz. di progetto.

Se le palette sono stallate, il numero di giri del compressore cala molto da solo. Il TAV diventa:



Se  $u$  si accorcia,  $w_1$  si sposta verso destra.

Il compressore si mette a girare bene. accelera.



23/10/15

# ESERCITAZIONE 1 : UGELLI

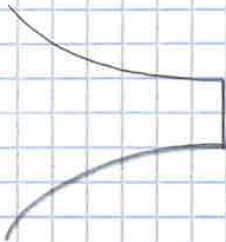
## ESERCIZIO (1)

$T_{in}^{\circ} = 500K$

$p_{in}^{\circ} = 3 \text{ bar}$

$A_t = 20 \text{ cm}^2$

$p_v \begin{cases} 1 \text{ bar} \\ 2 \text{ bar} \end{cases}$



$$\left(\frac{p}{p^{\circ}}\right)_{cr} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 0,5283$$

Confronto le rapporti di espansione dell'ugello con quello critico.

•  $p_v = 2 \text{ bar}$

$$\frac{p_v}{p_{in}^{\circ}} \stackrel{?}{>} \left(\frac{p}{p^{\circ}}\right)_{cr}$$

$\frac{2}{3} > 0,53$

è il segno giusto

l'ugello è quindi SUBCRITICO.

$p_t = p_v$

Calcolo ora la portata.

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \frac{p_{in}^{\circ} A_t}{\sqrt{RT_{in}^{\circ}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ \left(\frac{p_v}{p_{in}^{\circ}}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_v}{p_{in}^{\circ}}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} = \\ &= \frac{p_{in}^{\circ} A_t}{\sqrt{RT_{in}^{\circ}}} f(M_t) = 1,037 \frac{kg}{s} \end{aligned}$$

$$f(M) = \frac{\sqrt{\gamma} M}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

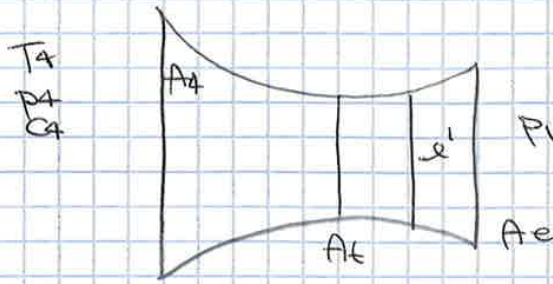
mi calcolo le Mach del:

$$\frac{p^{\circ}}{p} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$M_t = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[ \left(\frac{p_t = m}{p_t = v}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} = 0,724$$



**ESERCIZIO 2)**



$T_4 = 834 \text{ K}$

$p_4 = 4 \text{ bar}$

$c_4 = 178,8 \text{ m/s}$

$T_4^0 = T_4 + \frac{c_4^2}{2C_p} = 900 \text{ K}$

$p_{4^0} = p_4^0 = p_4 \cdot \left(\frac{T_4^0}{T_4}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 5 \text{ bar}$

perché per noi la sezione di monte è la sezione 4.

$A_t = 300 \text{ cm}^2$

1° COSA DA FARE : vedere se l'ugello è critico o no.

$\left(\frac{p_v}{p_{4^0}}\right) = \frac{1}{5} < 0,528 = \left(\frac{p}{p^0}\right)_{cr}$

l'ugello è CRITICO.  $\Rightarrow M_t = 1$

$\Downarrow$   
 $\dot{m}_e = \dot{m}_{cr} = \frac{p_{4^0} A_t}{\sqrt{R T_{4^0}}} \cdot f(M=1)$

$\dot{m}_4 = \dot{m}_t$

$\frac{p_4 \dot{m}_4}{\sqrt{R T_4}} = \frac{p_t \dot{m}_t}{\sqrt{R T_t}} \cdot f(M_4) = \frac{p_t \dot{m}_t}{\sqrt{R T_t}} \cdot f(1)$

$M_4 = \frac{c_4}{\sqrt{\gamma R T_4}} = 0,3$

$\frac{A_4}{A_t} = \frac{f(1)}{f(M_4)}$

per un flusso adiabatico reversibile.

$A_4 = \frac{A_t}{0,4924}$

Ae per  $p_{e^0} = p_v \rightarrow$  vogliamo arrivare in un caso adiabatico reversibile  $\Rightarrow$  il flusso sarà isentropico.

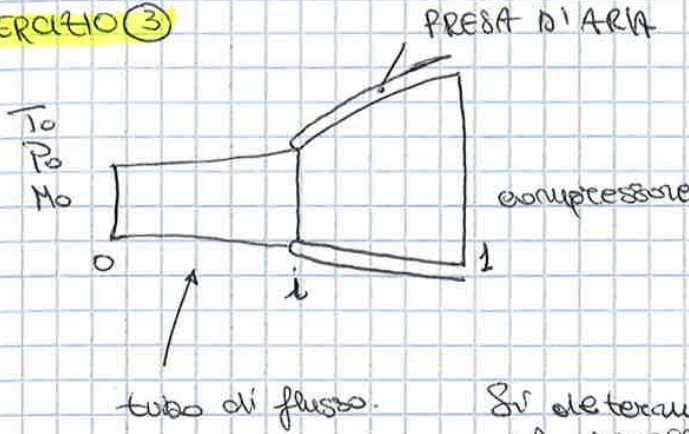
$\dot{m}_e = \dot{m}_t$

$\frac{p_e \dot{m}_e}{\sqrt{R T_e}} = \frac{p_t \dot{m}_t}{\sqrt{R T_t}} \cdot f(M_e) = \frac{p_t \dot{m}_t}{\sqrt{R T_t}} \cdot f(1)$

Nel converg. il flusso è revers. e isentropico.  
 Nel diverg. poter avere degli urti.



**ESERCIZIO (3)**



$M_0 = 0,85$   
 $z = 30'000 \text{ ft}$   
 $T_0 = 226,6 \text{ K}$   
 $p_0 = 30,05 \text{ kPa}$   
 la presa d'aria deve smaltire  
 una  $\dot{m} = 100 \text{ kg/s}$   
 $M_i = 0,7$   
 $M_1 = 0,55$  (si suppone che  
 il flusso sia adiabatico e  
 reversibile).

Si determinano inoltre i valori di  $\dot{m}$  e  $M_i$  al decollo a quota 0 ( $M_0 = 0$ ,  $T_0 = 228 \text{ K}$ ,  $p_0 = 101,3 \text{ kPa}$ ), sapendo che in queste condizioni si ha  $M_1 = 0,6$ .

HP adiab.  $\Rightarrow T_1^0 = T_i^0 = T_0^0 = T_0 \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2 \right)$

$p_1^0 = p_i^0 = p_0^0 = p_0 \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$  (isotropico)

Per ricavare le aree, che vengono fuori dalla determinat. delle portate.

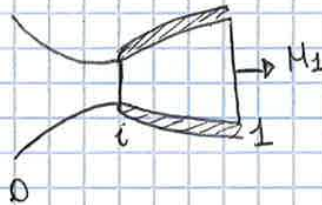
$\dot{m} = \frac{p^0 A_i}{\sqrt{RT^0}} f(M_i) \Rightarrow A_i = 0,909 \text{ m}^2$

$\dot{m} = \frac{p^0 A_1}{\sqrt{RT^0}} f(M_1) \Rightarrow A_1 = 1,042 \text{ m}^2$

Quale valore assumono  $\dot{m}$  e  $M_i$  al decollo...

NB È il pilota che stabilisce il  $M_1$ , che determina ciò che accade nella presa.

$p_0^0 = 1 \text{ atm}$   
 $T_0^0 = 288 \text{ K}$



Il flusso arriva al compressore con il  $M_1$  richiesto dal compressore.

$\dot{m} = \frac{p_0^0 A_1}{\sqrt{RT_0^0}} f(M_1) = 211,6 \text{ kg/s}$

$f(M_i) = \frac{\dot{m} \sqrt{RT_0^0}}{p_0^0 A_1} = 0,66 \Rightarrow M_i \approx 0,8$



oss

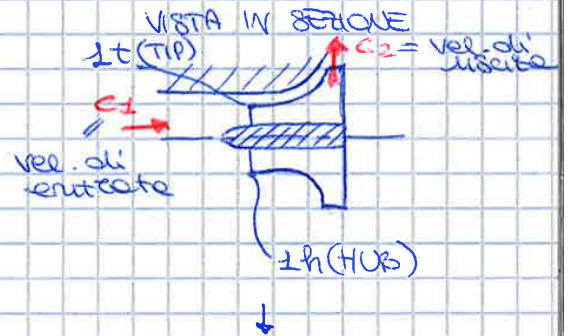
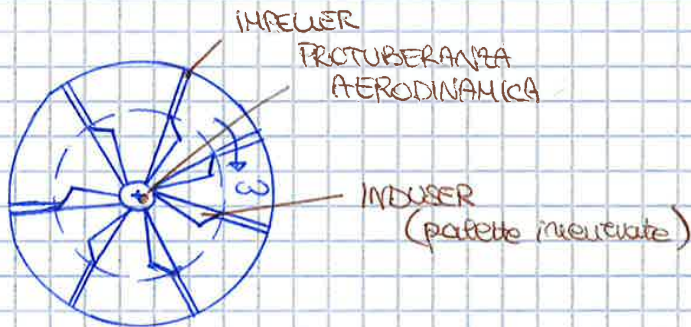
da compressione avviene in genere con una o due onde d'urto:  $\left\{ \begin{array}{l} \text{una} \\ \text{onda} \end{array} \right.$  di forma in genere, del bordo d'attacco per l'angolo delle palete terminale del flusso per l'angolo delle palete, bisogna cercare di fare in modo che le onde d'urto che si formano sul vertice vanno a interagire con l'espansione che il fluido ha sul dorso della palette. Se c'è un'onda d'urto che vanno a interagire con le onde di compressione, onde d'urto originate dalle palette successive.

## COMPRESSORI CENTRIFUGHI

Il compressore centrifugo è analogo a quello assiale, è infatti costituito da:

- rotore  $\Rightarrow$  (girante)
- statore  $\Rightarrow$  (diffusore)

La girante è la parte centrale; il diffusore comprende una sola palette e una camera di raccolta del flusso.



Nell'INDUSER avviene l'ingresso del flusso. Nell'IMPELLER avviene la compressione.

L'ingresso è assiale. L'uscita è radiale.

oss. L'apertura delle palete va via via diminuendo, perché vogliamo che la velocità relativa rispetto alla girante si mantenga costante.

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

Vogliamo che  $W_a$  resti costante.

Se  $W_a = \text{cost.}$  e  $\rho$  aumenta, la  $A$  deve diminuire.

INDUSER  $\rightarrow$  parte di ingresso che deve raccogliere il flusso.

Il bordo d'attacco della palette deve essere allineato con il flusso che arriva, perché per funzionare bene, la palette, non deve vedersi avvicinare una velocità troppo elevata.

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

Disegnare le T.P.V. all'ingresso del compressore nel punto



le richieste sulle  $\alpha$  si dice che  $\beta_1$  non può essere molto maggiore di  $90^\circ$ . Il range accettabile è

$$90^\circ < \beta_1 < 90^\circ + 50^\circ$$

Questo perché la  $W_1$  non deve essere troppo inclinata rispetto alle  $u_1$ .

$$|\tan \beta_1| = \frac{c_1}{u_1}$$

quando  $u_2 = 0 \rightarrow \beta_1 = 90^\circ$  (?)

$c_1$  non può essere troppo piccolo, da limitazione avviene sulle  $u_2$ .

Quando limitare le  $W_1$  e limitare la  $\alpha$  significa limitare essenzialmente la  $c_1$  e la  $u_1$ .

Queste limitazioni vanno ad impattare sulle dimensioni del compressore e sulla sua velocità di rotazione.

Queste limitazioni vanno direttamente a fissare il diametro di ingresso e la velocità angolare del flusso. Le equazioni sono:

$$u = \omega \frac{D_1}{2}$$

$$\dot{m} = \rho c_1 \frac{D_1^2 \pi}{4} \cdot \left( 1 - \left( \frac{c_{th}}{c_t} \right)^2 \right)$$

( $u, \dot{m}$ )

Abbiamo due grandezze che dipendono da  $\omega, D_1, c_1$ . Vuol dire di fissare  $\dot{m}$  e  $\rho$ .

Più grande è il diametro, più lento deve girare il compressore.

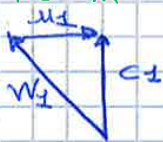
Se mi dai la  $\dot{m}$ , allora c'è un'unica combinazione diametro-velocità angolare che va bene.

La  $\omega$  determina, insieme al rapporto di compressione, il diametro esterno. Più grande sarà la velocità angolare, più piccolo deve essere il diametro.

Queste limitazioni, tra cui è fatto che non posso girare molto veloce, mi obbligano ad aumentare le dimensioni.

Un modo per risolvere le problematiche è quello di mettere una pregirante, ossia una palettezza fissa che dà al flusso una componente di velocità  $c_1 > 0$ .

NO PREGIRANTE



SI PREGIRANTE



A parità di  $W_1$ , se io ho una  $c_1 > 0$ , riesco ad avere una  $u_1'$  più grande. A parità di diametro, il compressore con la pregirante può girare più velocemente  $\Rightarrow$   $\Rightarrow$  si può avere un rapporto di compressione diverso  $\Rightarrow$   $\Rightarrow$  posso avere un compressore più piccolo, perché può girare più velocemente.



Definisco un coeff. di portate e un coeff. di pressione.

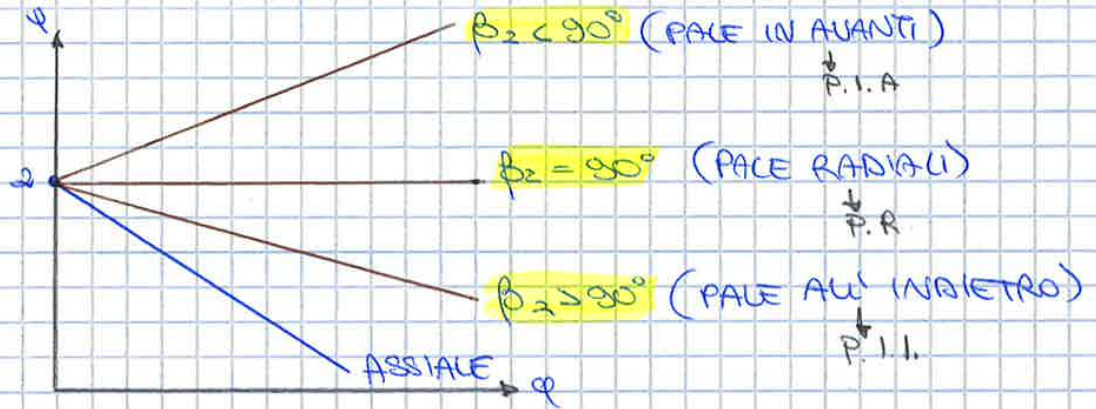
$$\varphi = \frac{W_{e2}}{u_2}$$

$$\psi = \frac{L_c}{u_2^2/2}$$

e sostituendolo trovo:

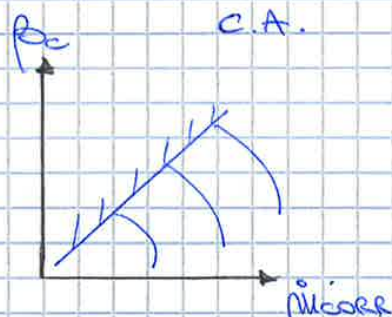
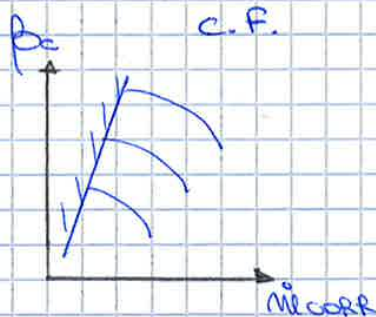
$$\psi = 2(1 + \varphi \operatorname{tg} \beta)$$

Andando a disegnarne, abbiamo 3 possibilità:



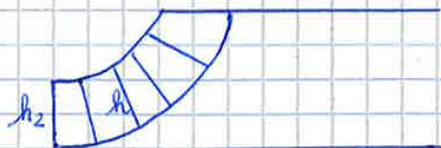
Possiamo sovrapporre a questo (1), il disegno delle perdite. In tal modo, proseguendolo ogni punto avremo una mappa anche per i compressori centrifughi, che sarà analoga a quella del compressore assiale.

UNA DIFFERENZA: perpendenza delle tette, più accentratate nel compressore assiale, le curve del c.A. saranno molto più decrescenti rispetto a quelle del c.F. Questo dipende dal fatto che nel c.A. ho il contributo di  $\operatorname{ctg} \beta_1$  e  $\operatorname{ctg} \beta_2$ . Mentre nel c.F.  $\operatorname{ctg} \beta_2 = 0$ .

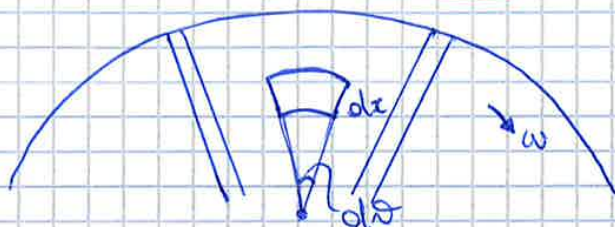




\* COSA ACCADE NELLA GIRANTE? (IMPELLER)



E ci concentriamo al caso di PALE RADIALI:



Cosa succede al nostro vortinetto?

E mettiamo in un sistema di riferimento solido, e al cubetto, che ruota quindi con la stessa velocità del cubetto.

$w_u = w_a = 0$   $\rightarrow$  (vale per PALE RADIALI)  
 $c_u = \omega$

Scrivo le equazioni di equilibrio della partibella:

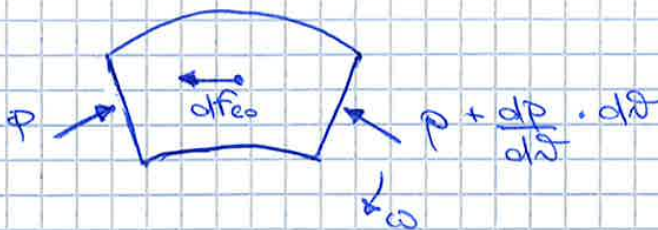
Se  $w_x = \text{cost.}$   $\Rightarrow$  anche  $\alpha = \text{cost.}$   $\Rightarrow$  il fluido ruota ad angolo costante nella direzione radiale

$\sum F_x = 0$  (EQUIL. RADIALE)

$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{c_u^2}{r}$

RICORDA: Se le pale sono radiali  $c_u = \omega$ .

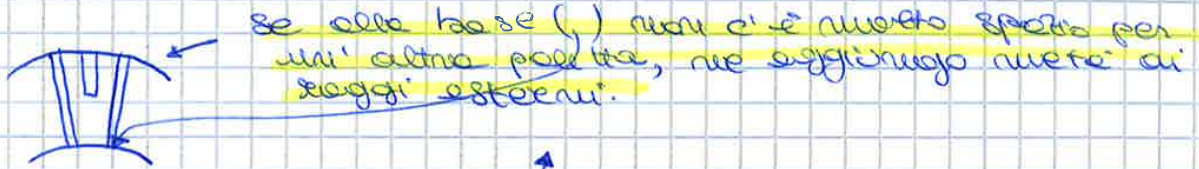
Troviamo l'EQUILIBRIO TANGENZIALE:



devo considerare anche le forze di Coriolis:

$f_{cs} = -2\omega \otimes w \cdot dr$   
 $\downarrow$  variabile



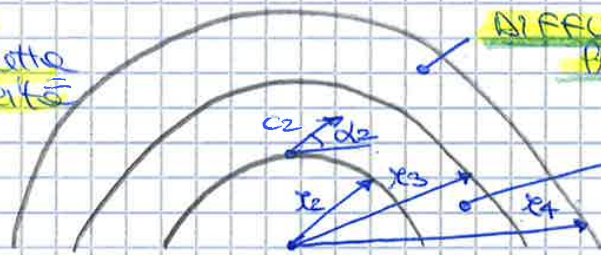


**PROBLEMA** è un nuovo che andiamo dai raggi interni ai raggi bassi, le palette si avviciano. Se voglio aggiungere una palette, potrebbe non esserci lo spazio.

**PERICOLO DI STALLO** dove ho le probabilità di peggiorare negativo (cioè sul terzo della periferia che sta avanzando perché se prendo le palette della stessa linea calcolata in figura, scopro che sono ad una pressione più bassa della press. media; arrivati all'uscita la press. deve risalire fino a raggiungere il valore medio  $\Rightarrow$  nell'ultimo tratto la palette si deve non perdere. Questo compressione avviene a scapito della velocità. Risultato di stalli nella stessa linea.

# DIFFUSORE

Il fluido esce dalla mia palette con velocità  $c_2$ .



**DIFFUSORE FACETTATO** (più complicato più di quello non palette)

**DIFFUSORE NON FACETTATO**

(serve per fare diventare subsonico un eventuale flusso supersonico)

$c_2$  non è costruttivo, dipende da  $c_1$ . Se  $w_2$  lo scegliamo in base al  $p_2$  o al  $c_2$  che vogliamo.

**\* COSA BISOGNA FARE PERCHÉ  $c_2 \downarrow$  E  $P \uparrow$  ?**  
 • Diffusore non palette

Le moto è governato da 2 equazioni che ci servono come deve evolversi la velocità:

① **CONSERVAZIONE DELLA PORTATA**

$$\dot{m}_2 = \dot{m}_3$$

entrante nel D.N.P.

uscite dal S.N.P.

② **CONSERVAZIONE DEL MOMENTO ANGOLARE**

$$p_2 c_2 \sin \alpha_2 \cdot 2\pi r_2 \cdot h_2 = p_3 c_3 \sin \alpha_3 \cdot 2\pi r_3 \cdot h_3$$

ex A  
 altezza della palette



30/10/15



Se il flusso subisce una coppia opposta, il suo momento non sarà più 0.

• **DIFFUSORE PALETTATO**

$$f_3 c_3 \sin \alpha_3 \cdot 2\pi r_3 h_3 = f_4 c_4 \sin \alpha_4 \cdot 2\pi r_4 h_4$$

$$\frac{r_4}{r_3} = \frac{c_3}{c_4} \cdot \frac{\sin \alpha_3}{\sin \alpha_4} \cdot \frac{f_3 h_3}{f_4 h_4}$$

questi termini spariscono nel diffusore non paleettato.

Assoggerato il rallentamento che vogliamo,  $r_4 \downarrow$  se  $\alpha_4 > \alpha_3$  e  $h_4 > h_3$ .

Di solito le palette sono dirtte  $\Rightarrow$  è rispettata la condizione  $\alpha_4 > \alpha_3$ .

Per ridurre la velocità (alotremmo ridurre la componente tangenziale)  $\Rightarrow$  uso PALETTE DIRTE  $\Rightarrow$  non diventano il flusso radiale.

nel PALETTATO le palette scorrono forte col fluido, quindi non ho più il momento angolare si conserva.



# Esercitazione 2: COMPRESSORI

## Esercizio 1

Caso 1

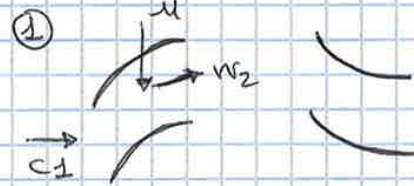
ROTORE



STATORE

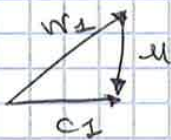


→ CHE TIPO DI MACCHINA È?



(Se la palette riceve lavoro. Dunque si tratta di una turbina.)

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



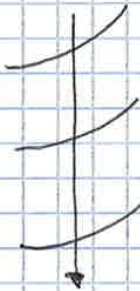
(Il mio triangolo di velocità potrebbe essere questo)

Le palette curvate curvate il flusso portandolo la  $w_2$  verso il basso.

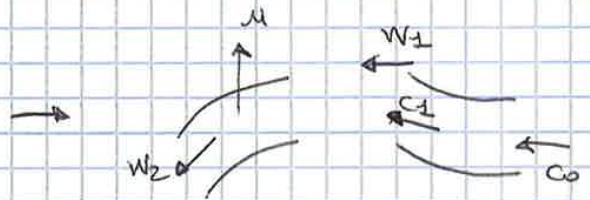
$w_2 - w_1$  concorde con  $u$  ⇒ si tratta di un **COMPRESSORE**

Caso 2

ROTORE



STATORE



Il flusso viene curvato dallo statore. Avevo una  $c_1$  allineata al bordo d'uscita della pala statore.



$w_2 - w_1$  opposto a  $u$  ⇒  $L < 0$  ⇒ TURBINA



- Calcoliamo la portata.

$$c_a = c_o = 125 \text{ m/s}$$

velocità  
assiale

$$A = \pi (r_t^2 - r_h^2) = 0,126 \text{ m}^2$$

2πr<sub>m</sub>h (espressione alternativa)

uso le geometrie totali per non passare dalle formule con ρ, densità che non conosco.

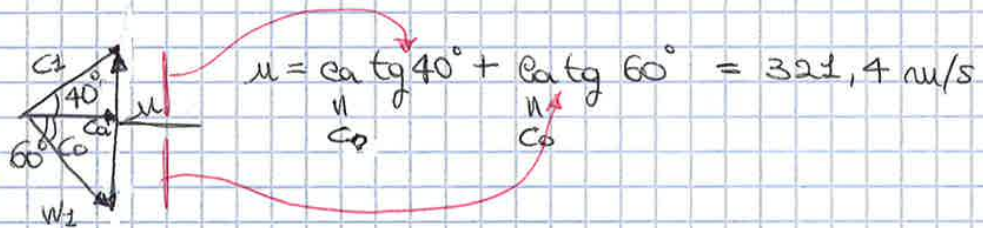
$$p_o^\circ = p_{amb} = 101325 \text{ Pa}$$

$$T_o^\circ = T_{amb} = 293 \text{ K}$$

Calcolo:

$$M_o = \frac{c_o}{\sqrt{\gamma R T_o}} = 0,369 \quad T_o = T_o^\circ - \frac{c_o^2}{2c_p} = 285$$

$$\dot{m} = 17,78 \text{ Kg/s}$$



$$u = c_a \tan 40^\circ + c_a \tan 60^\circ = 321,4 \text{ m/s}$$

$$u = \omega r_m$$

$$\omega = 1071 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$$

fissata e, dipende solo dal raggio.

- Calcoliamo  $L_c$  e  $\beta_c$ .

$$L_c = u (c_{u2} - c_{u1}) = u (w_{u2} - w_{u1}) = 35,87 \frac{\text{KJ}}{\text{Kg}}$$

A cavallo del rotore:

$$w_{u2} = c_a \tan 40^\circ$$

$$w_{u1} = c_a \tan 60^\circ$$

$$\beta_c = 144$$