



Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 2159A

ANNO: 2017

A P P U N T I

STUDENTE: Orlando Giulio

MATERIA: Motori per aereomobili - Prof Pastrone

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

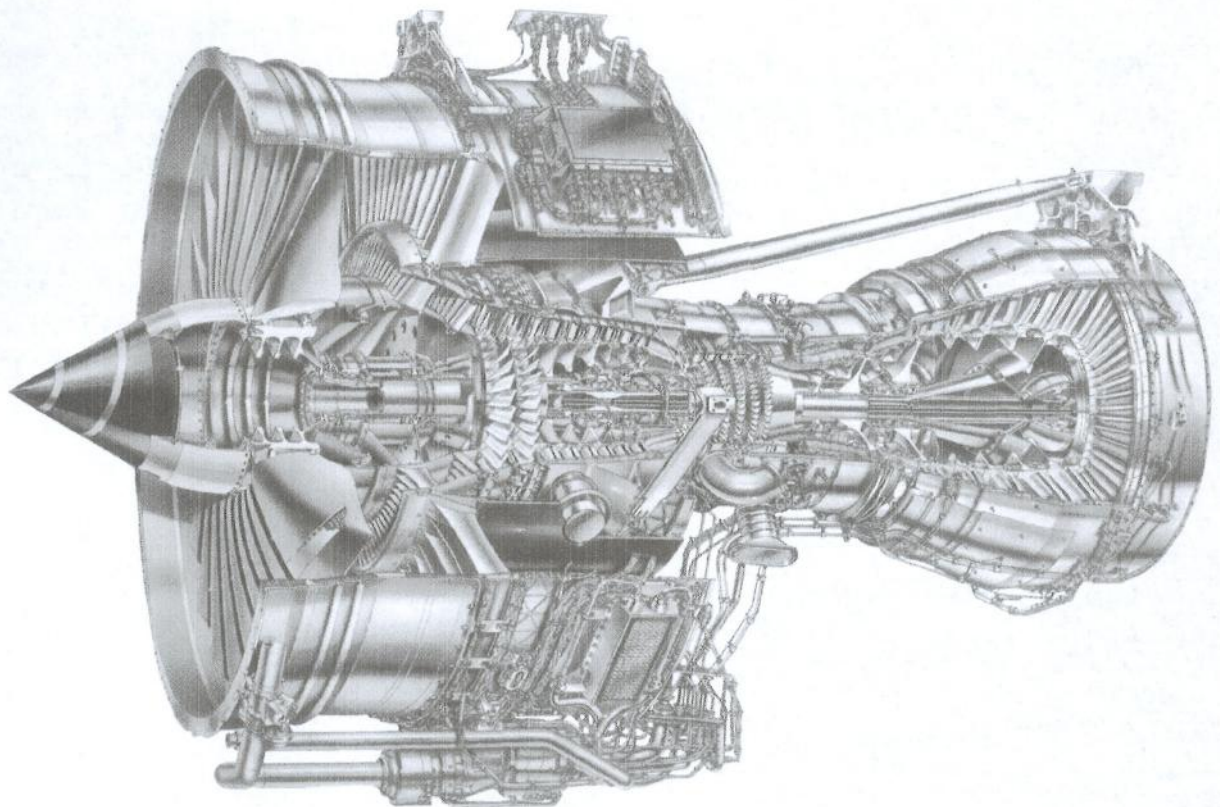
Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica 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.**

Dispense Motori per Aeromobili

2016/2017

(+Esercitazioni)



Orlando Giulio

Ad esempio nel caso in cui $p_1^0 = p_0$ ovvero che

$$E_d = \frac{p_0}{p_0^0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad \text{che per } M_0 \text{ bassi, } p_0^0$$

ovvero valori alti ~~ma~~ anche se le pressioni lavare anche perché scade il flusso, rallentandolo, ma mantenendolo alle stesse pressioni. Per tal motivo ci si serve di altri due indici più "vertici" ovvero:

• $\eta_d = \frac{B}{A} = \text{EFFICIENZA ADIABATICA}$

$$\eta_d = \frac{B}{A} = \frac{T_0'' - T_0}{T_1' - T_0} = \frac{T_0 \left(\frac{T_1''}{T_0} - 1\right)}{T_0 \left(\frac{T_1'}{T_0} - 1\right)} = \frac{\left(\frac{p_1^0}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left(\frac{p_0^0}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}$$

in una trasformazione isentropica

Sic $\frac{p_1^0}{p_0} = \frac{p_1^0}{p_0^0} \frac{p_0^0}{p_0} = E_d \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ ricavando così:

$$\eta_d = \frac{E_d^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right) - 1}{\frac{\gamma-1}{2} M_0^2}$$

Nell'esempio di prima con $p_1^0 = p_0$, in questo caso otterremmo $\eta_d = 0$ che è molto più indicativo.

• $\eta_k = \frac{C}{A} = \text{EFFICIENZA CINETICA}$

$$\eta_k = \frac{C}{A} = \frac{C}{B} \frac{B}{A} = \frac{T_1^0 - T_0'}{T_1'' - T_0} \cdot \eta_d$$

$$\eta_k = \frac{T_0^0 \left(1 - \frac{1}{B^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)}{T_1'' \left(1 - \frac{1}{B^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)} \eta_d = \frac{T_0^0}{T_1''} \eta_d = \frac{\eta_d}{E_d^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

Visto che B e C avvengono tra le stesse isobore ovvero lo stesso rapporto di espansione quindi:

$$\text{con } \frac{T_1''}{T_0} = \left(\frac{p_1^0}{p_0^0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = E_d^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

OFF-DESIGN

Fuori progetto la geometria e i suoi stabili e le condizioni rispetto al ON-DESIGN possono variare solo se: variamo:

- CONDIZIONI DI VOLO $M_0 \neq M_{0D}$
- MANEVA NEL MOTORE $M_1 \neq M_{1D}$

• FUNZIONAMENTO SUBCRITICO

POSTILLA

SUBSONICO



SUPERSONICO



ONDA D'URTO NORMALE

Attraverso un'onda d'urto normale il flusso passa sempre da supersonico a subsonico.

$$M_V^2 = \frac{2 + \gamma M_0^2}{\gamma M_0^2 - 1}$$

$$\frac{M_2}{M_0} = \frac{2 + (\gamma - 1) M_0^2}{{(\gamma + 1) M_0^2}}$$

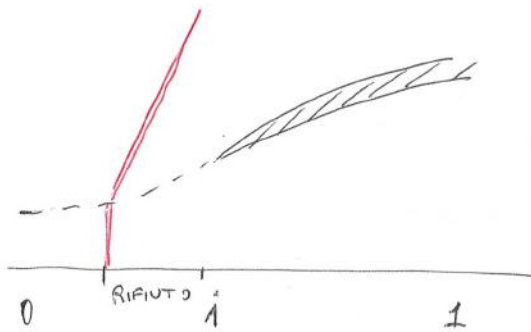
$$\frac{P_2}{P_0} = \frac{(\gamma + 1) M_0^2}{2 + (\gamma + 1) M_0^2}$$

$$\frac{P_2}{P_0} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_0^2 - 1) \quad \text{La P AUMENTA}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_0^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \left(\frac{2}{\gamma + 1} \frac{1}{M_0^2} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \quad \text{La T AUMENTA}$$

$$\frac{P_{01}^*}{P_{00}^*} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_0^2 - 1) \right]^{-\frac{1}{\gamma - 1}} \left[\frac{(\gamma + 1) M_0^2}{(\gamma - 1) M_0^2 + 2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad \text{La } P^0 \text{ DIMINUISCE}$$

• FUNZIONAMENTO SUBCRITICO

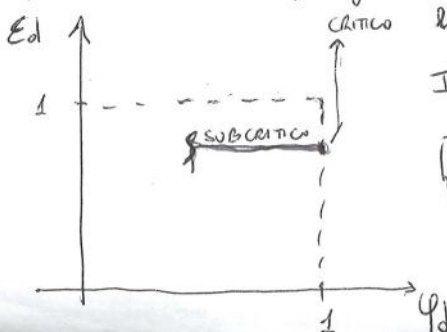


Il motore richiede una portata minima corretta minore quindi M_1 minore

$$f(M) \propto \frac{\dot{m}}{P_0}$$

per fare ciò $f(M)$ occorre solo e serve \dot{m} quindi

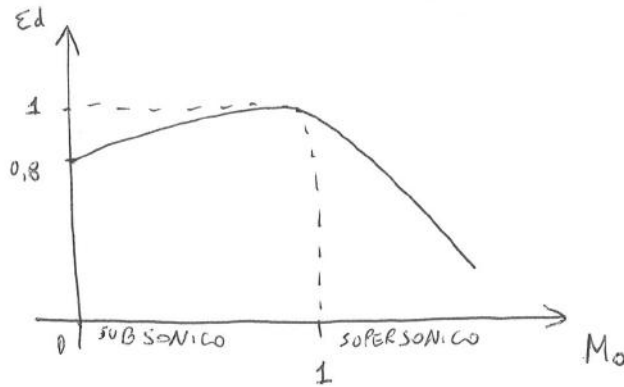
anche M_0 scendere. Allora in ingresso a valle $M_0 < M_V$, ess portere l'urto e spostarsi verso monte della presa dal una condizione $M_0 \approx M_V$ creano una zona di rifiuto dopo l'urto e lo ingresso presa che comprime e rallenta il flusso



essendo in minima $\rightarrow \phi_d = \frac{\dot{m}}{P_0}$ sarà minima. Inoltre $Ed = \frac{P_1}{P_0}$ resta invariato

(N.B.)

Possono nascere problemi di distacco del flusso per l'angolo aperto e quindi un aumento della "SPUNTA D'URTO".

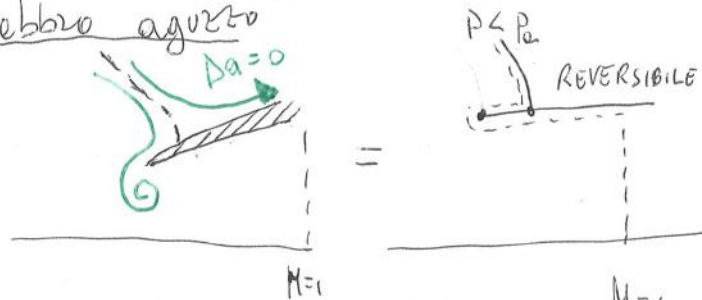


Per $Mo > 1 \rightarrow Ed$ diminuisce
 Per $Mo < 1 \rightarrow Ed$ ~~essa~~ ^{diminuisce}

↓ perché

ma in caso di ricambio di molta portata

Si ~~può~~ ^{può} avere ~~fenomeni~~ ^{una zona} di depressione e corse del labbro aguzzo



Si dimostra che tali perdite sono funzioni di $Ed = f(Mo, Mi, \hat{D}_a, \gamma)$
 Sia $\hat{D}_a = \frac{D_a}{P_0 A_i} = \frac{P_i}{P_0} \left(1 + \gamma M_i^2 \right) - \frac{P_i}{P_0} \gamma M_i M_o \sqrt{\mu} - 1$

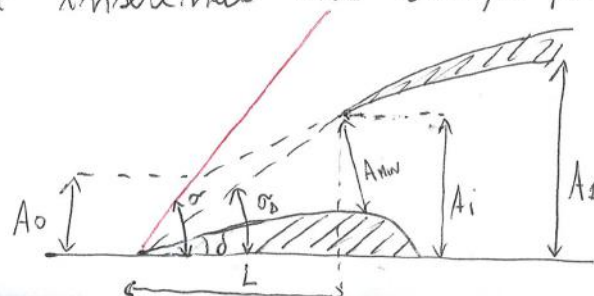
con $\mu = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_i^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_o^2} \rightarrow Ed = \frac{P_i^0}{P_o^0} = \frac{[1 + \hat{D}_a] \mu^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{1 + \gamma M_i^2 - \gamma M_o M_i \sqrt{\mu}} + DIM.$

Il caso peggiore si ha al decollo ~~o~~ fermi ($Mo=0$) con i motori al massimo ($Mi=1, D_a=0$)

$$(Ed)_{min} = \frac{\left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{1+\gamma}$$

PRESA CON RAMPA PROMINENTE

Un flusso incidente attraverso più viti disipa di meno di quello che attraverso solo un vito normale. Allora si generano degli viti obliqui inserendo una rampa prominente





Fissato d , delle eq. degli vti obliqui ricavo:

$$m_{min} = m$$

$$P_{\perp}^{\circ} = p^{011}$$

$$T_0 = \text{cost} \rightarrow \text{ADIABATICO}$$

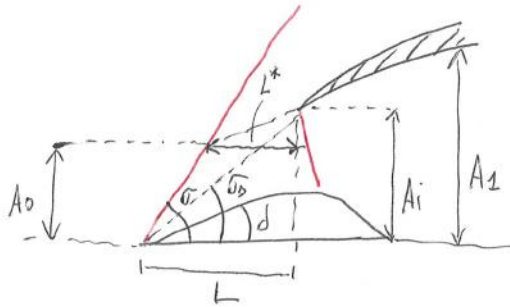
Causi: derivando una condizione in cui $\varphi_d \neq 1$ Trovo che:

In tal caso $A_0 \neq A_1$ allora per andare a tal problema si può avvicinare la rampa all'ingresso quindi si definisce la grandezza:

$$L = \frac{tg(\sigma_0) \cdot b}{A_i} \quad \text{cons. derivando le ore come } A = b \cdot h$$

$$\downarrow$$

$$L = \cotg(\sigma_0) \cdot h_i$$



$$A_i = A_0 + A = A_0 + L^* \cdot \cotg \sigma$$

$$h_i = h_0 + L^* \cdot \cotg \sigma$$

$$\text{Sia } L^* = L - L' = h_i \cotg \sigma_0 - h_0 \cotg \sigma$$

$$\text{Allora } h_i = h_0 + (h_i \cotg \sigma_0 - h_0 \cotg \sigma) \cotg \sigma = h_0 + h_i \frac{\cotg \sigma_0}{\cotg \sigma} - h_0 \frac{\cotg \sigma}{\cotg \sigma}$$

$$\rightarrow h_i \left[1 - \frac{\cotg \sigma_0}{\cotg \sigma} \right] = h_0 \left[1 - \frac{\cotg \sigma}{\cotg \sigma} \right] \rightarrow \frac{h_0}{h_i} = \left[1 - \frac{\cotg \sigma_0}{\cotg \sigma} \right] / \left[1 - \frac{\cotg \sigma}{\cotg \sigma} \right] = \frac{\cotg \sigma - \cotg \sigma_0}{\cotg \sigma - \cotg \sigma} = \frac{A_0}{A_i}$$

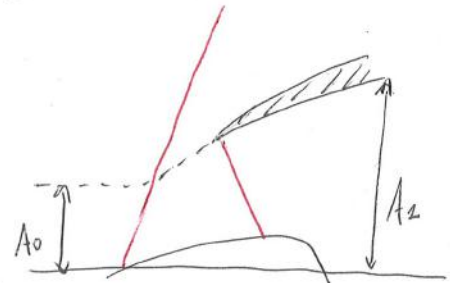
$$\rightarrow \varphi_d = \frac{A_0}{A_i} = \frac{h_0}{h_i}$$

OFF-DESIGN

Il procedimento è analogo alle prese di Pitot. È fissata la geometria della presa ($A, d, e L$) e vogliamo M_0 e M_1 .

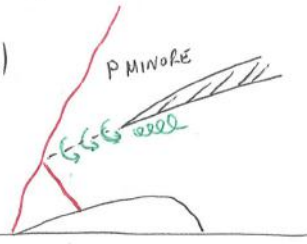
• FUNZIONAMENTO CRITICO

Le presenze dell'vto obliquo sono si che $(\varphi_d)_{critico} < 1$ essendo $A_0 < A_1$

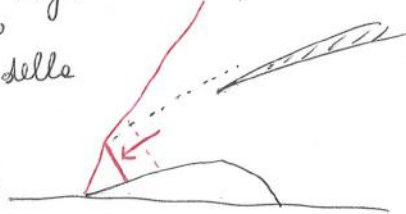


FENOMENO DI BUZZING

Nel caso ribaltico, il flusso che attraversa un solo uoto (quello di sopra) si troverà ad una pressione minore di quella che ne attraversa due (quello di sotto). Questo genererà una superficie che nell'ingresso del labbro

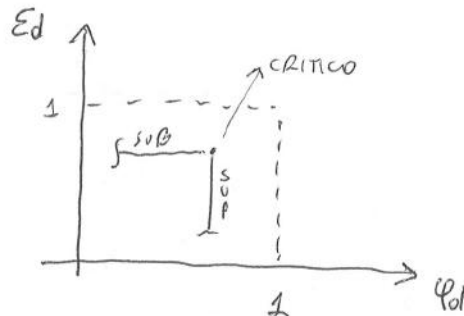


ogoroso genererà uno stacco dello strato limite creando una zona vorticoso che aumenterà il rifiuto della presa. Questo porta l'uto normale a spostarsi verso l'esterno, ancora più a monte della presa, in modo tale che il flusso non arrivi più in prossimità del labbro oposto. Esò



genera il rullocco dello strato limite e diminuisce il rifiuto. Allora l'uto normale si sposterà verso la posizione iniziale e questo ~~si~~ ripropone il fenomeno. Questo rimbombo dell'uto genera vibrazioni e rumori che potrebbero, nel caso di a presa a compressione mista, ~~de~~ al FAILURE del motore.

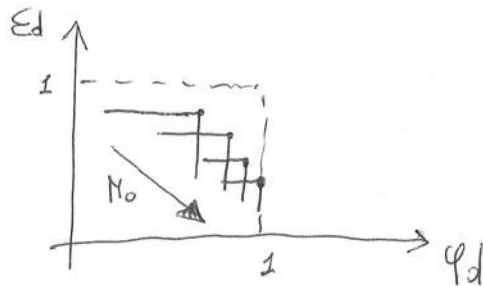
Riempiegando:



VARIANZA Mo

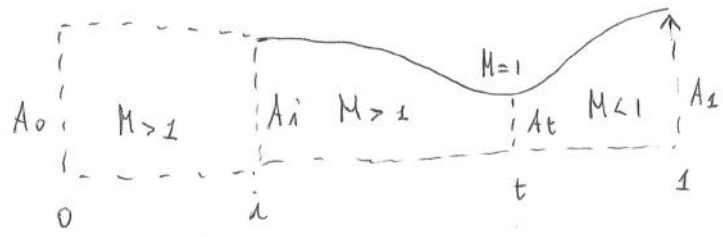
All'aumentare del M_0 , quindi delle velocità, il sistema di uoti diventa più forte generando rapporti di pressione maggiori minori (E_d ~~minore~~) diminuisce). Inoltre l'aumento di M_0 diminuisce l'inclinazione σ dell'uto obliquo, esso punterà

il perseggo sempre di più portate quindi q_d aumenterà fino alle condizione (q_d)_{ca} quindi il punto critico si sposterà in basso a destra nel grafico $E_d - q_d$



PRESA CONVERGENTE-DIVERGENTE (CD)

PRESA INNESCATA (ISOENTROPICA)



Ad un dato $(M_0)_D$ di progetto esisterà una geometria A_t/A_i che permette una compressione isentropica del flusso. È noto

che si ripresenta nel convergente, unico in gola, e si esaurisce nel divergente. Esisterà una manovella M_i che permetterà tale funzionamento critico della presa ($M_t = 1$). Inoltre $(M_0)_D = M_i$. Ovvero la portata all'ingresso sarà la stessa che attraverso la gola.

$$\dot{m}_i = \dot{m}_t \rightarrow \frac{\rho_i^0 A_i}{\sqrt{\gamma R T_i^0}} f(M_i) = \frac{\rho_t^0 A_t}{\sqrt{\gamma R T_t^0}} f(M_t) = \frac{\rho_0^0 A_i}{\sqrt{\gamma R T_i^0}} f(M_0)_D \rightarrow \left(\frac{A_t}{A_i}\right)_{CD} = \frac{f(M_0)_D}{f(1)}$$

Inoltre $\varphi_D = 1$ essendo $\dot{m}_0 = \dot{m}_i = \dot{m}_D$ e $E_D = 1$ essendo ~~isotermico~~ isentropico quindi $p_0^0 = p_0^i = p_t^0$

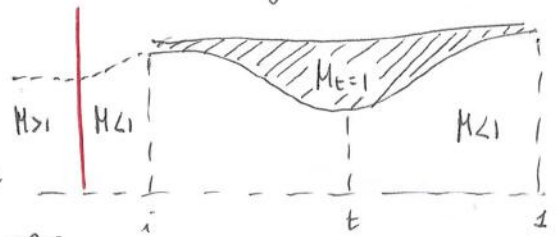
Tale presa però comporta numerosi problemi ovvero:

- Funzionamento in un ampio Mach di volo
- Interazione viti/stato limite (NON TRATTATO)
- Instabilità di funzionamento (NON TRATTATO)

PRESA DISINNESCATA

Nella realtà davanti alla presa si viene a generare un vortice che crea una zona di rifiuto. Il flusso si presenta all'vito con un $M_0 < (M_0)_D$ del caso innescato. Essendo allora $f(M_0) > f(M_0)_D$, per avere ancora $\varphi_D = 1$ si dovrebbe allargare le sezioni di gola stando alla relazione

$$\frac{A_t}{A_i} = \frac{f(M_0)_D}{f(1)} < \frac{f(M_0)}{f(1)}$$

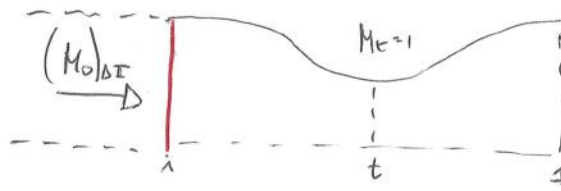


A causa dell'vito la pressione totale diminuisce quindi la portata che passa in gola sarà minore del caso innescato ($\rho^0 A f(M) = \text{cost}$). La presa reale quindi:

Perdite pressione totale // $\dot{m}_t = \frac{\rho_t^0 A_t}{\sqrt{\gamma R T_t^0}} f(1) = \frac{E_D \rho_0^0 A_t}{\sqrt{\gamma R T_t^0}} \pi$ la portata che passa in gola.

Perdite di portata // $\varphi_D = \frac{\dot{m}_{REALE}}{\dot{m}_{RIF}} = \frac{E_D \rho_0^0}{\rho_0^0} = E_D < 1$

Esiste un Mach di volo di progetto $(M_0)_{DII}$ che ammette un vito retto nella sezione d'ingresso con $M_t=1$. Lo presa che si comporta in tal modo è detta alle KANTROWITZ DONALDSON.



Potrebbe essere immescolata con l'uso delle moquette per valori di $M_0 \geq (M_0)_{DII}$

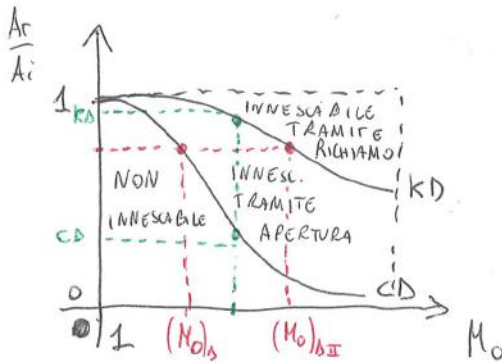
ON-DESIGN

Per un dato Mach di volo $(M_0)_{DII}$, la geometria A_t/A_i obvia tener conto delle perdite di pressione totale attraverso il vito. Ciò significa che affinché si mantenga la conservazione della portata $\dot{m}_{inlet} = \dot{m}_t \rightarrow \frac{\rho_0^0 A_i}{\sqrt{RT_0^0}} f(M_0)_{DII} = \frac{\rho_t^0 A_t}{\sqrt{RT_t^0}} M \rightarrow \rho^0 A f(M) = const$

ad una diminuzione di ρ^0 dovrà corrispondere un' allungamento della sezione di gola per cui:

$$\left(\frac{A_t}{A_i}\right)_{CD} = \left(\frac{A_t}{A_i}\right)_{KD} \frac{1}{E_{DNS}} \implies \left(\frac{A_t}{A_i}\right)_{CD} < \left(\frac{A_t}{A_i}\right)_{KD}$$

Diagrammiamo adesso (A_t/A_i) al variare del Mach M_0 :



Le due curve corrispondono ai due eos: CD e KD.

- Per una data geometria ed $M_t=1$ posso avere un funzionamento isentropico $(M_0)_D$ o con vito in bocca $(M_0)_{DII}$. Viceversa per ogni Mach e $M_t=1$ corrispondono A_t/A_i per i due eos: CD e KD. Il diagramma si nota essere diviso in tre campi:

- ① PRESA NON INNESCIABILE (A_t troppo piccola per ammettere m_t per cui: $\varphi_d < 1$)
- ② PRESA INNESCIABILE MEDIANTE APERTURA
- ③ PRESA INNESCIABILE MEDIANTE RICHIAMO

Una volta che l'vito è nella bocca della presa può essere inglobato sfruttando l'instabilità del convergente. Una volta inglobato si troverà nella ^{posizione} del divergente $A=A_i$, riducendo M in queste situazione in gola si avrà un $M_t > 1$ in quanto l'vito il flusso supersonico non rallenterà e soffocante nel ~~convergente~~ convergente. Si avrà quindi $M_0 > M_t > 1$, riducendo

Inoltre in base alle manette (M_2) la presa possono essere di condizioni funzionalmente subcritica e critica a supercritica e seconda dei casi:

	SUBCRITICA	CRITICA	SUPER CRITICA
$M_0 < 1$		Se $M_0 = 1 \rightarrow \varphi_d = A_t / A_i$ 	Se $M_0 = 1 \rightarrow \varphi_d = A_t / A_i$
$M_0 > 1$ DISINNESCATA $\varphi_d < 1$			
$M_0 > 1$ INNESCATATA $\varphi_d = 1$			

FUNZIONAMENTO SUBSONICO

• SUBCRITICO ($M_0 < 1$)

La pressione totale sarà costante lungo tutta la presa quindi: $E_d = 1$

Inoltre $\varphi_d = \frac{A_0}{A_i} = \frac{A_0 A_t}{A_t A_i} = \frac{f(M_0) A_t}{f(M_0) A_i}$

• CRITICO ($M_0 = 1$)

Anche in questo caso $E_d = 1$

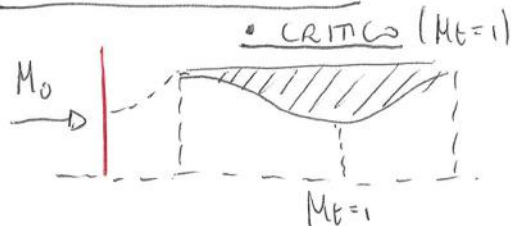
Inoltre $\varphi_d = \frac{\Gamma}{f(M_0) A_i} = \begin{cases} \varphi_d = 1 & \text{se } M_0 = (M_0)_{DII} \\ \varphi_d = \frac{A_t}{A_i} & \text{se } M_0 = 1 \end{cases}$

• SUPERCRITICO ($M_0 > 1$)

$E_d < 1$ essendo la crezione di un vortice nel divergente

mentre $\varphi_d = \frac{\Gamma}{f(M_0) A_i}$ come nel caso critico

CASO $1 \leq M_0 < 1,6$ (PRESA NON INNESTABILE) $A_t/A_i = 0,8$



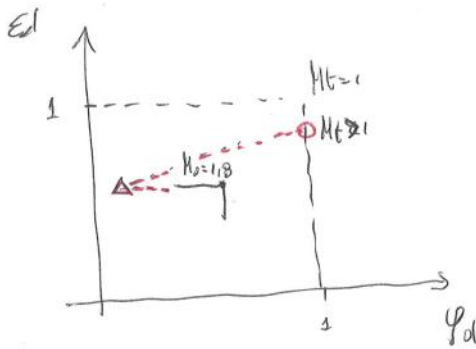
• CRITICO ($M_0 = 1$) Dalle conservazione della portata $m_0 = m_c$

$\rightarrow \frac{P_0^0 A_0}{\sqrt{\gamma T_0^0}} f(M_0) = \frac{P_c^0 A_c}{\sqrt{\gamma T_c^0}} \Gamma \rightarrow \frac{A_0}{A_t} = \frac{\Gamma}{f(M_0)} E_d(M_0)$

$\varphi_d = \frac{A_0}{A_i} = \frac{A_0 A_t}{A_t A_i} = \frac{\Gamma}{f(M_0)} E_d(M_0) \cdot 0,8$

$\varphi_d \neq E_d$

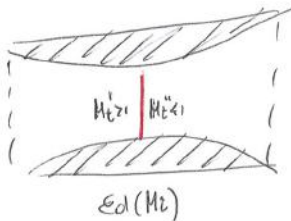
CASO $1,6 < M_0 < 2,16$ (INNESCIABILE MEDIANTE APERTURA)



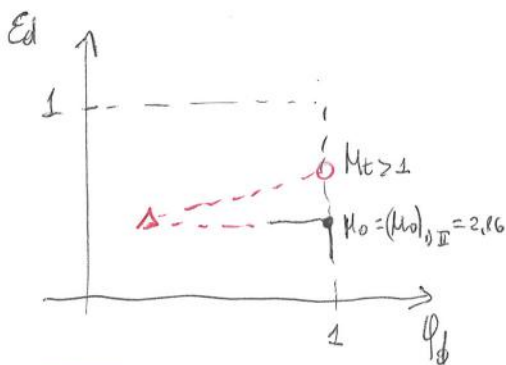
In questo caso innescando la presa oro in gola un $M_t > 1$ avendo una sezione di gola maggiore del caso e.d. Quindi dalla conservazione di portate tra i casi innescato e disinnesco ricaviamo:

$$\left(\frac{\dot{m} \sqrt{T_0}}{P_0} \right)_I = \left(\frac{\dot{m} \sqrt{T_0}}{P_0} \right)_D \rightarrow \frac{\dot{m}_I}{P_{0I}} = \frac{\dot{m}_D}{P_{0D}} \rightarrow \frac{P_{0D}}{P_{0I} Ed} = \frac{\dot{m}_D}{\dot{m}_{RIF}} = \phi_d$$

con $\dot{m}_I = \dot{m}_{RIF}$ inoltre $P_{0I} = P_0 Ed(M_t) \rightarrow \phi_d = \frac{P_{0D}}{P_0} \cdot \frac{1}{Ed(M_t)} = \frac{(Ed)_{DES}}{Ed(M_t)}$

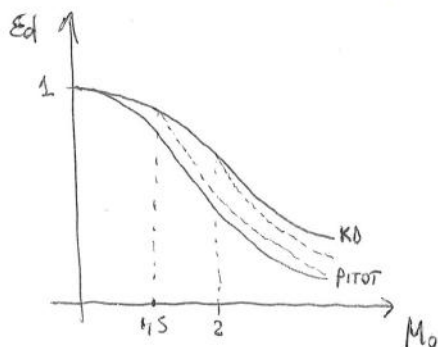


CASO $M_0 \geq 2,16$ (INNESCIABILE MEDIANTE RICHIAMO)



muovendosi all'interno di questo intervallo l'otto arriva in bocca controllando la manetta ed ottenendo così $\phi_d = 1$

PRESTAZIONI E LIMITI



Si nota come i vantaggi della presa KD rispetto a quelle di PITOT non siano così grandi. Inoltre la presa KD non presenta problemi di disinnesco e sensibilità legata all'angolo di attacco. Tali vantaggi possono essere amplificati aggiungendo una compressione esterna:



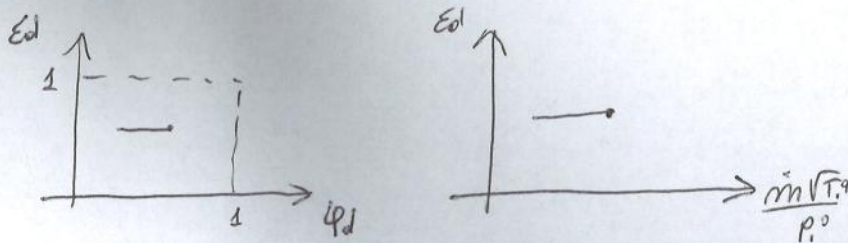
$f(H) = \frac{\dot{m} \sqrt{T_0}}{P_0}$. Supponiamo inoltre che osservando flusso costante, la conservazione di portata può essere espressa come $P_0 A f(H) = \text{cost}$. Quindi $P_0^0 A_0 f(H_0) = P_1^1 A_1 f(H_1)$ da

ci si ricava $f(H_1) = \frac{P_0^0}{P_1^1} \cdot \frac{A_0}{A_1} f(H_0) = \frac{P_0^0}{P_1^1} \frac{A_0}{A_1} \frac{A_1}{A_2} f(H_2) = \frac{1}{E_d} \cdot \frac{A_1}{A_2} f(H_0)$

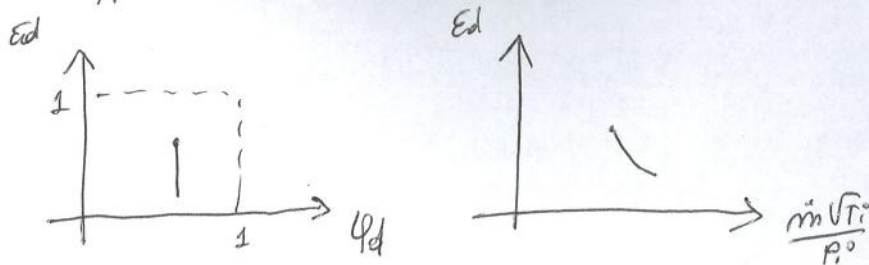
Allora $f(H_2) \propto \frac{A_1}{E_d} f(H_0) \propto \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^1}$

Da ciò deriva che:

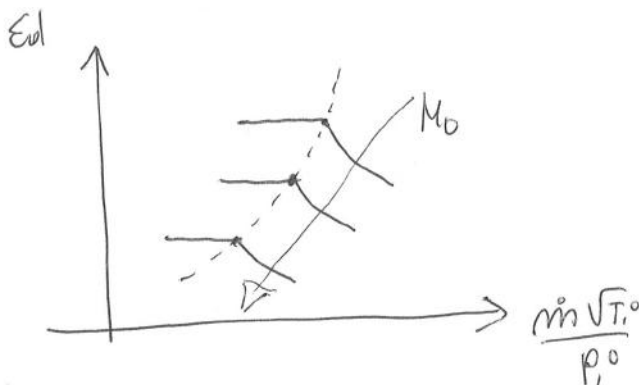
- nel caso subcritico $E_d = \text{cost}$ mentre φ_d cambia. $\varphi_d \propto \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^1}$ ~~cost~~ ^{costante} ~~costante~~ ^{costante} e meno di una costante



- nel caso supercritico $\varphi_d = \text{cost}$ mentre E_d cambia. Essendo $\frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^1} \propto \frac{1}{E_d}$ le mappe sono:



In definitiva, le mappe complete al variare di M_0 sono:



~~Definisco~~
 Definisco $C_p = \frac{P_0 - P_{MIN}}{\frac{1}{2} \rho W_{MAX}^2} = 1 - \left(\frac{U}{W_{MAX}}\right)^2$

Eguagliando $D_e = D_c$ e cioè A_e/A_i :

$\frac{1}{2} \rho A_i (U - w_i)^2 = \frac{1}{2} \rho \sigma U^2 \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right) (A_c - A_i) \Rightarrow$

$\Rightarrow A_i (U - w_i)^2 = \sigma A_c \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2}\right) - \sigma U^2 A_i \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2}\right) - \sigma U^2 A_c + \sigma U^2 A_i \Rightarrow$

$\Rightarrow A_i (U - w_i)^2 + A_i \sigma U^2 \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2}\right) - A_i \sigma U^2 = A_c \sigma U^2 \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2}\right) - A_c \sigma U^2 \Rightarrow$

$\Rightarrow A_i \left[(U - w_i)^2 + \sigma U^2 \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2}\right) - \sigma U^2 \right] = A_c \left[\sigma U^2 \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2}\right) - \sigma U^2 \right] \Rightarrow$

$\Rightarrow A_i \left[U \left(1 - \frac{w_i}{U}\right)^2 + \sigma U^2 \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right) \right] = A_c \sigma U^2 \left[\left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right) \right] \Rightarrow$

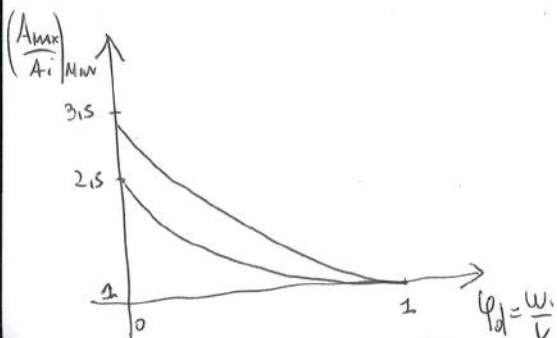
$\Rightarrow A_i \sigma U^2 \left[\frac{U}{\sigma U} \left(1 - \frac{w_i}{U}\right)^2 + \frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1 \right] = A_c \sigma U^2 \left[\left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right) \right] \Rightarrow$

$\Rightarrow \frac{A_c}{A_i} = \frac{\frac{1}{\sigma} \left(1 - \frac{w_i}{U}\right)^2 + \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right)}{\left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right)} = \frac{\frac{1}{\sigma} \left(1 - \frac{w_i}{U}\right)^2}{\left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right)} + \frac{\left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right)}{\left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right)} = 1 + \frac{\left(1 - \frac{w_i}{U}\right)^2}{\sigma \left(\frac{W_{MAX}^2}{U^2} - 1\right)} =$

$\Rightarrow \frac{A_c}{A_i} = 1 + \frac{\left(1 - \frac{w_i}{U}\right)^2}{\sigma} \cdot \frac{1 - C_p}{C_p} \Rightarrow \frac{A_c}{A_i} = f\left(\frac{w_i}{U}, \frac{W_{MAX}}{U}, \sigma\right)$

$\frac{A_c}{A_i}$ risulta dipendente da $\left\{ \begin{array}{l} \frac{w_i}{U} = \text{percentuale di compressione interna/esterna} \\ \frac{W_{MAX}}{U} = \text{accelerazione sulle correnti} \\ \sigma = \text{della se forme.} \end{array} \right.$

Considerando un fluido incompressibile ($\rho = \text{cost}$) e $\sigma = 1$. Traccio il diagramma;



$\rho_0 = \frac{\rho_0}{\sigma}$ perché consideriamo fluido incompressibile
 $\rho = \text{cost}$ strumenti $\varphi_d = \frac{A_0}{A_i}$ come sempre. Quindi
 $\varphi_d = \frac{m_{esterno}}{m_{interno}} = \frac{\rho w_i A_i}{\rho U A_0} = \frac{w_i}{U}$

Se $\varphi_d = 1$ la compressione è avvenuta tutta all'interno delle prese. Ma meno che la compressione avviene all'esterno le correnti divengono più grosse.

PRESTAZIONI FUORI PROGETTO (OFF DESIGN)

Ogni propulsore è caratterizzato da un certo numero di parametri di progetto che definiscono le prestazioni ON-DESIGN di un motore. È possibile però che OFF-DESIGN, alcuni parametri varino come:

- Condizioni ambiente
- Velocità di volo
- Regolazione di manette, geometria variabile, dispositivo per temporaneo aumento delle spinte.

Dalla condizione di OFF-DESIGN è possibile ricavare delle prestazioni fuori progetto adimensionalizzate o corrette attraverso un'analisi dimensionale

ANALISI DIMENSIONALE

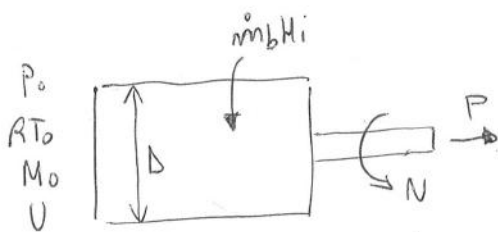
Per ottenere tale analisi bisogna avere chiara conoscenza del fenomeno per identificare tutte le possibili variabili significative. Tale analisi ci permetterà di:

- Adimensionalizzare le varie grandezze;
- Determinare quantitativa i gruppi adimensionali da cui dipendono le prestazioni adimensionate/corrette
- Sapere qual'è l'effetto delle condizioni ambiente sulle prestazioni e fornire manette.

Tale analisi utilizza il TEOREMA DI BUCKINGHAM:

"Se in un fenomeno fisico intervengono n grandezze ed m è il numero delle grandezze fondamentali, il legame tra le n grandezze è riconducibile ad un legame tra $n-m$ numeri puri."

TURBOALBERO



Una macchina che produce potenza P oltre verso un albero avente N come numero di giri. Ha dimensioni D e un apporto di combustibile $m_b H_i$. Influiscono anche le condizioni di volo (P_0, RT_0, M_0, U)

VARIABILI $\rightarrow M=4$

GRANDEZZE FONDAMENTALI $\rightarrow m=3$ [LUNGHEZZA, MASSA, TEMPO]

$$n-m = 7-3 = 4 \text{ NUMERI PURI} \rightarrow F(y, x_1, x_2, x_3) = 0 \rightarrow \boxed{y = y(x_1, x_2, x_3)}$$

In realtà questo stima della potenza non ha tenuto conto di altri fattori quali l'attrito, quindi numero di Reynolds, o della conducibilità termica, quindi numero di Prandtl, ritenuti trascurabili per tale fenomeno. Sulle grandezze ADIMENSIONATE si vuole pensare o quelle CORRETTE più in vna anche negli altri componenti del motore. Nel fare ciò considero il diametro costante $R = cost$, e pure il fluido con cui lavora il motore ($R = cost$) allora:

$$\frac{P}{\Delta^2 \rho_0 \sqrt{RT_0}} \rightarrow \frac{P}{\rho_0 \sqrt{T_0}} = f \left(\mu_0, \frac{N}{\sqrt{T_0}}, \frac{T_3}{T_0} \right)$$

È possibile definire in diversi modi ovvero:

$$\frac{P}{\rho_0 \sqrt{T_0}} \rightarrow \frac{P}{\rho_0^0 \sqrt{T_0^0}} \rightarrow \frac{P}{\frac{\rho_0^0}{\rho_{RIF}} \sqrt{\frac{T_0^0}{T_{RIF}}}} \rightarrow \frac{P}{\delta_0 \sqrt{\theta_0}}$$

POTENZA CORRETTA con $\delta_0 = \rho_0^0 / \rho_{RIF}$
 $\theta_0 = T_0^0 / T_{RIF}$

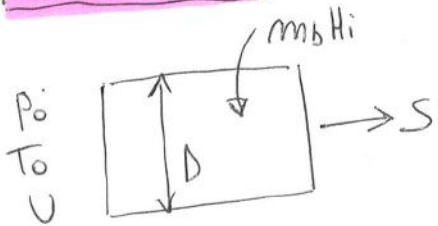
Per calcolare il consumo di tale potenza corretta ovvero:

$$(q_p)_{CORR} = \frac{(\dot{m}b)_{CORR}}{(P)_{CORR}} = \frac{\dot{m}b}{\frac{P}{\rho_0 \sqrt{T_0}}} = \frac{\dot{m}b}{P} = (q_p)_{REALE}$$

$(q_p)_{CORR} \equiv (q_p)_{REALE}$

Il consumo q_p è già di per se un parametro corretto

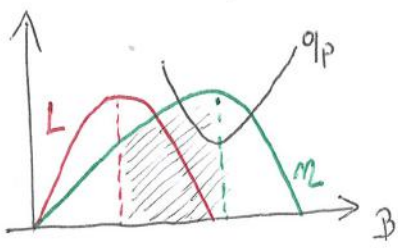
TURBOGETTO



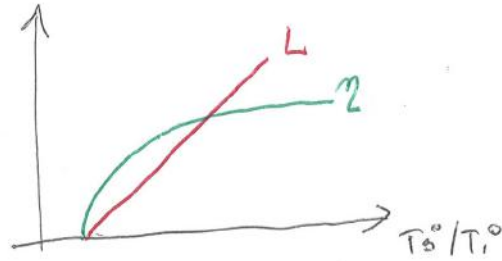
Viene meno il parametro del numero di giri N rispetto al TURBOALBERO
 VARIABILI $\rightarrow m=6$
 GRANDEZZE FONDAMENTALI $\rightarrow m=3$
 $m - m = 6 - 3 = 3$ NUMERI PURI $\rightarrow y = y(x_1, x_2)$

GRANDEZZA ESPONENTE	S	U	$m_b H_i$	D	ρ_0	$\sqrt{RT_0}$	
	α	ϵ	θ	β	γ	δ	= 0
L	α	ϵ	2θ	β	$-\gamma$	2δ	= 0
M	α		θ		γ		= 0
-t	2α	ϵ	3θ		2γ	2δ	= 0

Date le condizioni di volo M_0, p_0, T_0
 Devo decidere i parametri di progetto ~~in base alle~~ T_3^0 , ovvero
 la temperatura massima, e il β_c , ovvero il rapporto di compressione,
 in base allo studio dei grafici seguenti:



FISSATO $\frac{T_3^0}{T_1^0}$



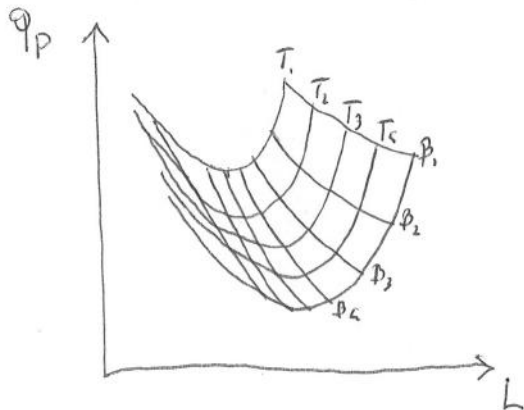
FISSATO β

$$\beta = \beta_c \frac{p_1^0}{p_0^0} = \beta_c \frac{p_0^0 E_d}{p_0^0}$$

Sapendo che $q_p = \text{PSFC} = \frac{mb}{P} = \frac{1}{\eta_g H_i}$ il consumo diminuisce al crescere del rendimento
 mentre $L = \frac{P}{m}$ cresce con la potenza specifica.

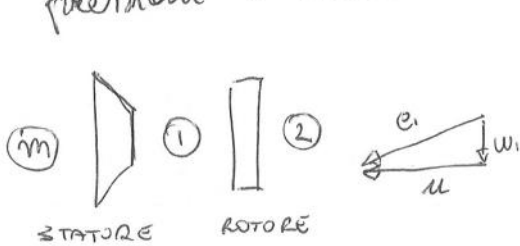
Dal primo grafico si nota come β in corrispondenza del m_{MAX} si ha il $q_{p \text{ min}}$. Andando verso il max della ~~rendimento~~, q_p diminuisce ma andando verso il max del lavoro diminuisce il peso. Il campo di progetto sarà, allora, quello compreso tra i due MAX.
 Dal secondo grafico si nota come tanto più ~~caldo~~ il motore tanto η e L saranno grandi.

Si riporta un esempio di grafico di prestazioni: a progetto di una turbina e gas in condizioni di volo $Z=0, M_0=0$



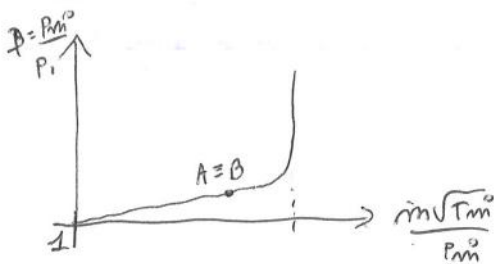
Fissata T , scegli le curve β che mi da il minor consumo q_p e il massimo lavoro L .
 O viceversa.

Nel primo grafico compare la condizione di choking ovvero quando ~~la turbina~~ la turbina va in soffocamento ovvero non può più ingerezze più portate di quelle in condizione senza il choking ($M=1$). Nelle turbine a più stadi però il fenomeno del choking può verificarsi ~~non~~ non necessariamente all'uscita delle turbine (stadio a valle) ma anche in stadi intermedi (rotore, statore). L'effetto di entrambi è quello di non aver più variazioni di pressioni a valle. Vediamo come resp. come ROTORE e STATORE AL CHOKING:



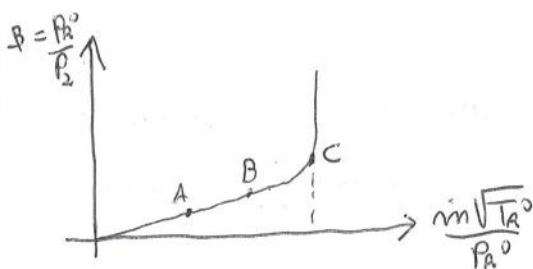
Fissate le condizioni a monte (P_m^0, T_m^0) e la portata corretta $\frac{\dot{m} \sqrt{T_m^0}}{P_m^0}$ vediamo cosa succede al variare del numero di giri. Se aumenta ω diminuisce w .

STATORE



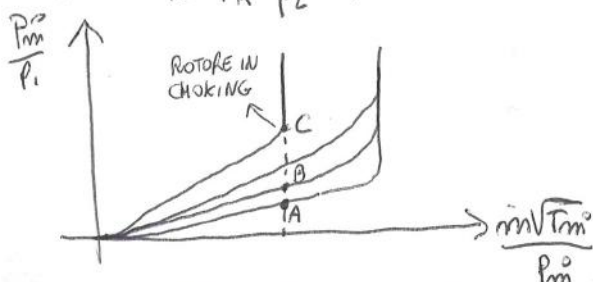
La macchina funziona a numero di giri N_A . Se passo a $N_B > N_A$, essendo la portata corretta costante $A=B$

ROTORE



Se passo a $N_B > N_A \rightarrow \omega$ aumenta $\rightarrow w$ diminuisce. La portata è sempre la stessa ma le temperature e le pressioni sentono la variazione di velocità in particolare colano e P_2, P_2^0 scende più rapidamente. Allora la portata corretta aumenterà essendo $\frac{\dot{m} \sqrt{T_A^0}}{P_A^0}$. Aumenta di

conseguente anche $\beta = \frac{P_2^0}{P_2}$ e quindi il rapporto di espansione globale $\beta_t = \frac{P_m^0}{P_1} \frac{P_1}{P_A} \frac{P_A^0}{P_2}$



In definitiva aumentando il numero di giri solo il rotore ed avvicinarsi alle condizioni estreme. Quindi se lo statore va in choking lo farà anche il rotore mentre se il rotore va in choking, lo statore continua a funzionare.

• CONGRUENZA PRESSIONI

$$\frac{P_2^0}{P_0} = \frac{P_0^0}{P_0} \frac{P_1^0}{P_0^0} \frac{P_2^0}{P_0^0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} Ed \beta_c$$

$$\frac{P_2^0}{P_0} = \frac{P_4^0}{P_0} \frac{P_3^0}{P_4^0} \frac{P_2^0}{P_3^0} = \beta_m \beta_t \frac{1}{E_b}$$

$$\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} Ed \beta_c = \beta_m \beta_t \frac{1}{E_b}$$

Si ottiene una nuova eq. ma si introduce Mo.

COMPONENTI	PARAMETRI	N° PAR.	N° EQ.
PRESA	Ed = cost	cost	
COMPRESSORE	$\beta_c \eta_c \frac{N}{\sqrt{T_1^0}} \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0}$	4	2
COMBUSTORE	Eb η_b	cost	
TURBINA	$\beta_t \eta_t \frac{N}{\sqrt{T_3^0}} \frac{\dot{m} \sqrt{T_3^0}}{P_3^0}$	4	2
UGELLO	$\beta_m \frac{\dot{m} \sqrt{T_2^0}}{P_2^0}$	2	1
CONGRUENZA			
NUMERO GIRI	$\frac{T_3^0}{T_1^0}$	1	1
PORTATA CIT			1
PORTATA T/U			1
PRESIONI		1	1
TOT		12	9

Riesco
12 incognite
9 equazioni
Si hanno allora
3 gradi di libertà.
Come parametri
indipendenti scelgo:

$$M_0 \quad \frac{N}{\sqrt{T_1^0}} \quad \frac{T_3^0}{T_1^0}$$

PRESTAZIONI

TURBINA MONOALBERO

Le potenze di un turboalbero può essere espressa come:

$$P = \dot{m}_{mt} P_t - \frac{P_c}{\eta_{me}} \quad \text{dove} \quad P_t = \dot{m}_t \eta_t c_p T_3^0 \left[1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right]$$

$$P_c = \frac{\dot{m}}{\eta_c} c_p T_1^0 \left[\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right]$$

Esprimendo la potenza corretta come $\frac{P}{P_0^0 \sqrt{T_1^0}} = \frac{P}{P_0^0 T_1^0} \sqrt{T_1^0}$ e sostituendo P trepo:

$$\frac{P}{P_0^0 \sqrt{T_1^0}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \left[\frac{1+\alpha}{\alpha} \eta_{mt} \eta_t c_p \frac{T_3^0}{T_1^0} \left(1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right) - \frac{c_p}{\eta_{me} \eta_c} (\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1) \right]$$

Per cercare di capire come variano le varie prestazioni costruiamo delle mappe dei vari componenti:

FUNZIONAMENTO TURBINE

MONOALBERO

$$\text{Si } \frac{P}{P_1^0 \sqrt{T_1^0}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \left[\frac{1+\alpha}{\alpha} \eta_{mc} \eta_t C_p \frac{T_3^0}{T_1^0} \left(1 - \frac{1}{\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) - \frac{C_p}{\eta_{mc} \eta_c} \left(\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \right]$$

semplice che $\frac{P}{P_1^0 \sqrt{T_1^0}} = f \left(Mo, \frac{N}{\sqrt{T_1^0}}, \frac{T_3^0}{T_1^0} \right)$

Fixiamo $Mo = \text{cost}$ e analizziamo cosa succede al variare di una delle due variabili.

• Mo e $\frac{T_3^0}{T_1^0}$ fissate, varia $\frac{N}{\sqrt{T_1^0}}$. Supponiamo

Supponiamo che $\frac{N}{\sqrt{T_1^0}}$ aumenti.

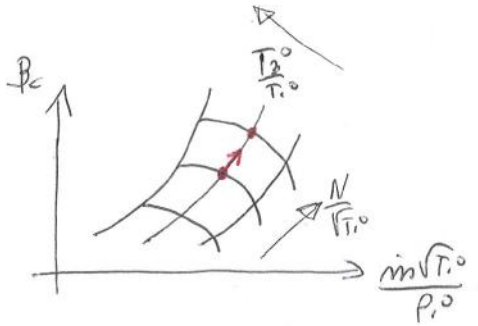
Aumentano anche β_c e portata corretta

Essendo β_t e β_m e β_c allora aumentano anche β_t .

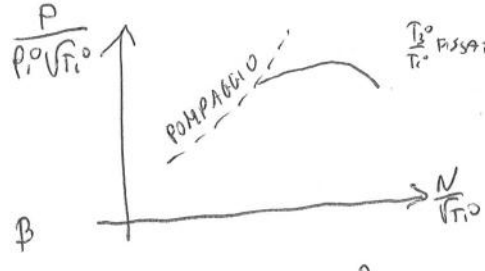
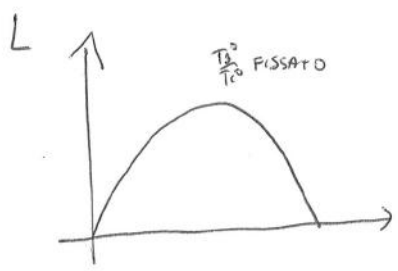
Scendendo la potenza corretta:

$$\frac{P}{P_1^0 \sqrt{T_1^0}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \left[k_1 \left(1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) - k_2 \left(\beta_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \right]$$

(m) corre (h) corre



$\frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0}$ aumenta
Il secondo termine segue lo stesso andamento del lavoro del ciclo semplice al variare di β_c e fissato T_3^0/T_1^0



Diminuendo troppo il numero di giri si rischia il pompaggio.

• Mo e $N/\sqrt{T_1^0}$ fissati e varia T_3^0/T_1^0

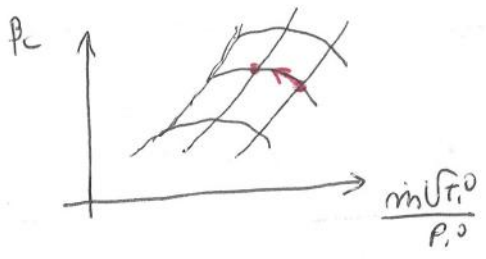
Supponiamo che T_3^0/T_1^0 aumenti.

Allora $\frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0}$ diminuisce e $\beta_c \approx \text{cost}$. $\rightarrow \beta_t \approx \text{cost}$

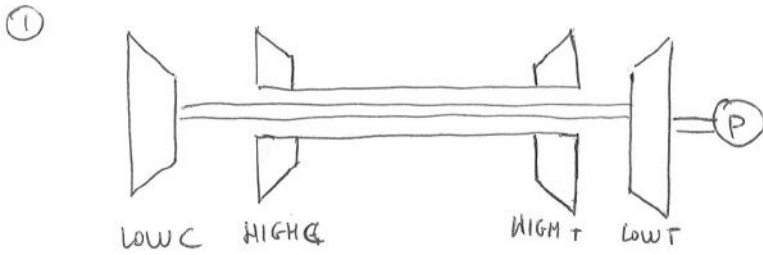
La potenza corretta allora diviene:

$$\frac{P}{P_1^0 \sqrt{T_1^0}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \left[k_1' \frac{T_3^0}{T_1^0} - k_2' \right] = \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} k_1' \frac{T_3^0}{T_1^0} - \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} k_2'$$

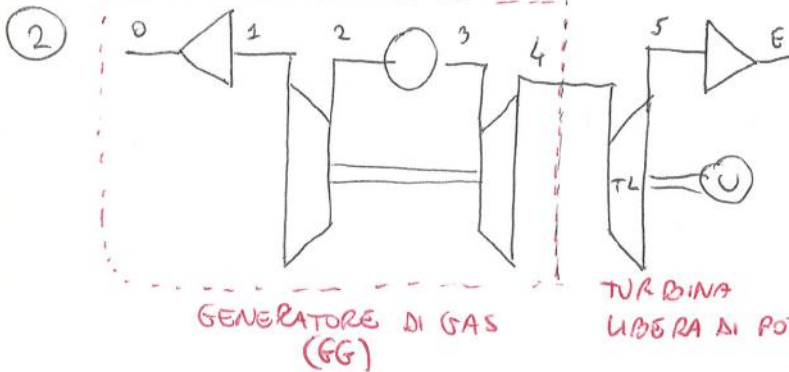
SCENDE SALE L



Esistono due configurazioni per turbine bidbero:



Si realizza un compressore e una turbina di alta base pressione e due di alte. Unite da un rispettivo albero. Solo quelle di base generano potenza



Questa configurazione è la più usata. Realizza un compressore (un solo Pc) e due turbine distinte da due rapporti di espansione. β_{TL} è quello relativo

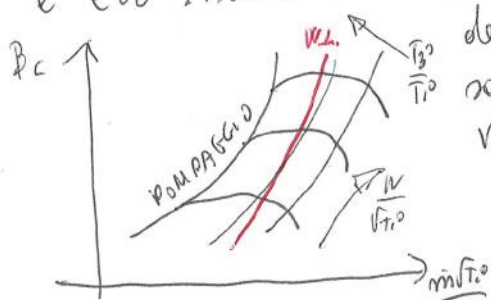
al generatore di gas e β_{TL} relativo alla turbina libera di potenza. La potenza dipende solo dalla turbina libera allora:

$$P = \frac{1+d}{\alpha} \dot{m} \eta_{Lom} \eta_{Lt} C_p \left(1 - \frac{1}{\beta_{TL} \frac{V_4}{V_1}} \right) T_4^0 \quad \text{POTENZA}$$

$$\frac{P}{P_0 \sqrt{T_1^0}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \left[\frac{1+d}{\alpha} \eta_{Lom} \eta_{Lt} C_p \frac{T_4^0}{T_1^0} \left(1 - \frac{1}{\beta_{TL} \frac{V_4}{V_1}} \right) \right] \quad \text{POTENZA CORRETTA}$$

con $\frac{1+d}{\alpha} \approx \text{cost}$ invece $\alpha_{DESIGN} \neq 1$

Il generatore di gas (GG) può essere considerato come turbina monoalbero che genera una $P=0$. Questa ~~condizione~~ è invece diventata una condizione al contorno che porta a legami $\frac{N}{\sqrt{T_1^0}}$ e T_3^0/T_1^0 . Ovvero a $N/\sqrt{T_1^0}$ fissa, la potenza aumenta con l'aumento di T_3^0/T_1^0 e ciò non deve eccedere. Allora all'aumento di T_3^0/T_1^0 deve corrispondere una diminuzione di $N/\sqrt{T_1^0}$ e viceversa. Per



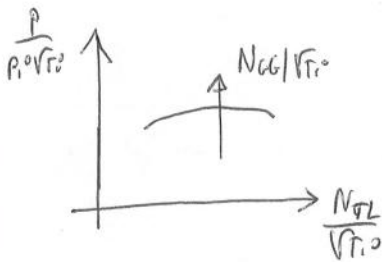
soddisfare $P=0$. Questo legame tra $N/\sqrt{T_1^0}$ e T_3^0/T_1^0 indica nella mappa del compressore una WORKING LINE dove è verificato che $P=0$. È definita a progetto tramite la definizione di vari componenti del motore e si precisa come debba stare e debito dalla curva della linea di pompaggio.

• Fissato $\frac{N_{TL}}{\sqrt{T_1^0}}$, e varia $\frac{N_{CG}}{\sqrt{T_1^0}}$

Se $\frac{N_{CG}}{\sqrt{T_1^0}}$ AUMENTA $\rightarrow \beta_C \uparrow \frac{\min \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \uparrow \frac{T_3^0}{T_1^0} \uparrow$ Sulle mappe del compressore

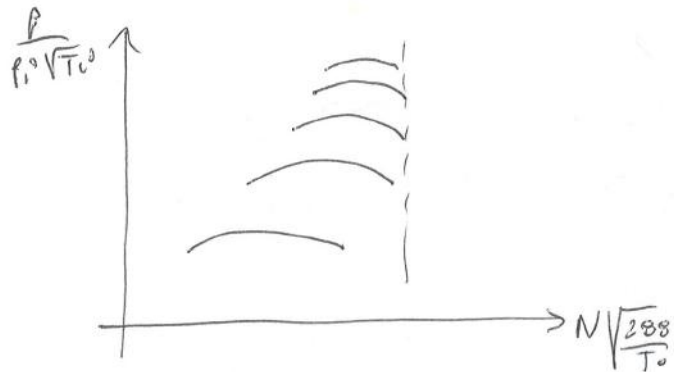
Se $\frac{T_3^0}{T_1^0} \uparrow \rightarrow \frac{T_4^0}{T_1^0} = \frac{T_4^0}{T_3^0} \frac{T_3^0}{T_1^0} \uparrow$ | Allora $\frac{P}{P_1^0 \sqrt{T_1^0}} = \frac{\min \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \left[\frac{1}{\alpha} \eta_{mt} \eta_c c_p' \frac{T_4^0}{T_1^0} \left(1 - \frac{1}{\beta_{TL} \frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \right]$

Se $\beta_C \uparrow \rightarrow \beta_{TL} \propto \frac{\beta_C}{\beta_{CG}} \uparrow$ | aumento dell'augmentore di N_{CG}



Ma se $N_{CG} \uparrow \rightarrow C_u \uparrow \rightarrow$ allora anche $V \uparrow$ (se macchina
me gire più velocemente) se voglio mantenere
un $\phi \left(\frac{V}{C_u} \right)$ ottimale.

Allora $\phi \left(\frac{V}{C_u} \right)$ non cambia
ma C_u cresce. Questo
genera uno spostamento delle
curve verso destra
dell'augmentore di $N_{CG} / \sqrt{T_1^0}$



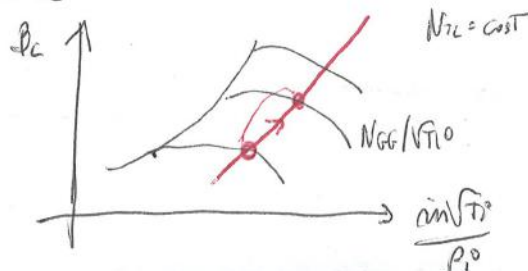
CONFRONTO MONOALBERO / BIALBERO

MONOALBERO:

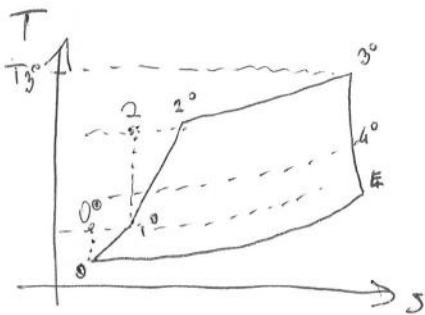
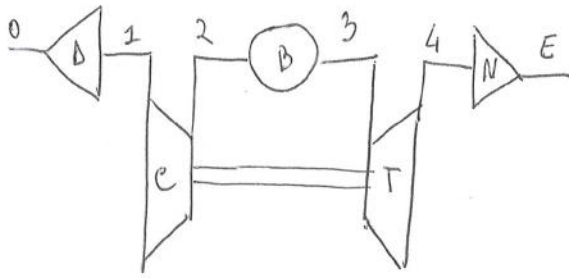
- necessità di frizione; \ominus
- consumi di più in regolazione; \ominus
- Risposta più rapida; \oplus

BIALBERO:

- Non necessità di frizione \oplus
 - regolazione più efficiente \oplus
 - Vi è un stato TRANSITORIO tra la richiesta di più potenza all'armato di T_03 e T_04 di conseguenza, N_{CG} e curve del gruppo necessario.
- Quando si accelera allora ci si muove lungo le linee di funzionamento stazionario



TURBOGETTO SEMPLICE



Il Turbogetto (TJ) non fornisce potenza bensì una SPINTA. Per tal motivo anziché una turbina libera ~~per~~ necessita la presenza di un gello che nel turbogetto era facultativo. Il ciclo termodinamico ricorre lo stesso del turbogetto tranne per il tratto di espansione che vede la turbina produrre potenza solo per fornire al compressore. L'energia della turbina non è più una perdita, allora si fa riferimento ad un salto TOTAL-TO-TOTAL (T_{tT}).

PRESTAZIONI SPECIFICHE A PROGETTO

- Dopo aver progettato:
- Condizioni di volo (z_0, P_0, T_0)
 - Parametri di progetto (P_c, T_3°)
 - proprietà dei fluidi

Ricavo le prestazioni $I_a =$ ~~spinta~~ SPINTA SPECIFICA e $q_s =$ TSFC = CONSUMO SPECIFICO DELLA SPINTA.

La differenza ~~del~~ del turbogetto sta nell'espansione adiabatica:

Imponendo l'equilibrio, tra potenza generata dalla turbina e potenza necessaria al compressore, all'altro ricavo:

$$P_c = P_t \rightarrow \frac{L_c}{\eta_{Lmc}} \dot{m} = \eta_{Lmt} L_t (\dot{m} + \dot{m}_b) \rightarrow L_t = \frac{1}{\eta_{Lmt} \eta_{Lmc}} \left(\frac{\alpha}{2+\alpha} \right) L_c$$

Inoltre sapendo che $L_t = C_p (T_3^{\circ} - T_4^{\circ}) \rightarrow T_4^{\circ} = T_3^{\circ} - \frac{L_t}{C_p}$

Inoltre sapendo che dal rendimento T_{tT} $\eta_{L_t} = \frac{L_t}{L_{t15}} = \frac{L_t}{C_p (T_3^{\circ} - T_{415}^{\circ})} \rightarrow T_{415}^{\circ} = T_3^{\circ} - \frac{L_t}{C_p \eta_{L_t}}$

Allora ricavo $P_t = \left(\frac{P_3^{\circ}}{P_4^{\circ}} \right) = \left(\frac{P_3^{\circ}}{P_{415}^{\circ}} \right) = \left(\frac{T_3^{\circ}}{T_{415}^{\circ}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$

dove $w_i = \frac{K_i \sqrt{\gamma_i K_i T_i^0}}{\sqrt{1 + \frac{\gamma_i - 1}{2} M_i^2}}$

$$\frac{P_0}{P_i} = \frac{P_0}{P_i^0} \left(1 + \frac{\gamma_i - 1}{2} M_i^2 \right)^{\frac{\gamma_i}{\gamma_i - 1}}$$

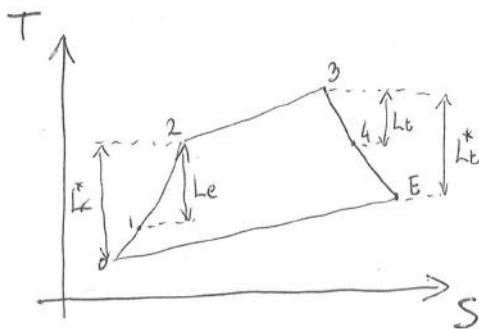
ESEMPIO

$$(I_{ca})_{COMPRESSORE} = (I_{SF})_2 - (I_{SF})_1$$

Analizziamo l'influenza dei parametri di progetto:

- Condizioni di volo M_0
- Rapporto di compressione P_c
- Riscaldamento T_3^0 / T_1^0

Riscriviamo prima le prestazioni:



* indica le perdite relative al ciclo termodinamico.

Il lavoro di compressione è svolto in parte dal compressore ed in parte dalla presa. Idem per l'espansione.

Allora: $L^*c = Lc + \frac{U^2}{2}$ $L_t = Lc$
 $L^*t = L_t + \frac{W_e^2}{2}$

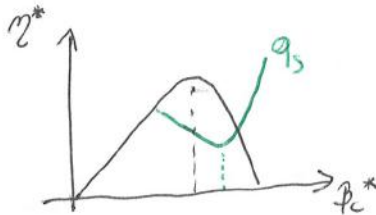
$$L^* = L_t^* - L_c^* = \frac{W_e^2 - U^2}{2} \rightarrow W_e = \sqrt{2L^* + U^2}$$

Allora $\eta^* = \frac{L^*}{Q} = \frac{W_e^2 - U^2}{2 H_i \frac{mb}{m}} = \frac{P_{CINETICA}}{P_{CHIMICA}} = \eta_a$

Allora $I_{ca} = \sqrt{2L^* + U^2} - U$

$q_s = \frac{\sqrt{2L^* + U^2} + U}{2 \eta^* H_i}$

Influenza P_c (T_3^0 e M_0 FISSATI)

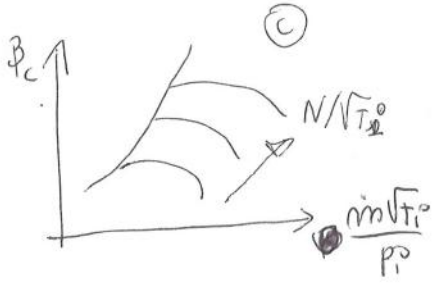


Il max di I_{ca} si ha per $P_c = P_{c,max}$ quindi per il valore Max di L^* .
 Il consumo q_s invece vede due velocità sia al denominatore che al numeratore allora il minimo di q_s si ha per $P_c > P_{c,max}$ (più a destra del tubocompressore). Si usano P_c maggiori allora a scapito di una diminuzione di L^* .

FUORI PROGETTO

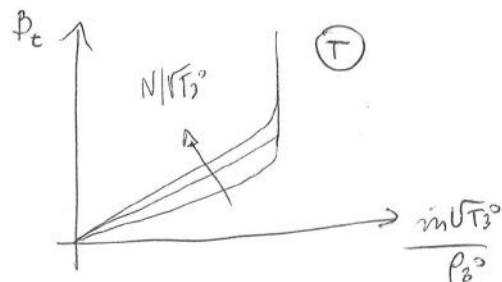
TURBOGETTO MONOALBERO

1. LINEA DI POSSIBILE FUNZIONAMENTO



Considerando la mappa del compressore si sceglie una curva ISO $N/\sqrt{T_1^0}$ e si cerca un punto a elle corrisponde ad un certo valore di T_3^0/T_1^0 fissato per tentativo. Ricavo i valori di P_c e η_c

Si costruisce allora la mappa della turbina attraverso le seguenti congruenze:



$$\frac{m\sqrt{T_3^0}}{P_3^0} = \frac{m\sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \frac{P_1^0}{P_2^0} \frac{P_2^0}{P_3^0} \sqrt{\frac{T_3^0}{T_1^0}}$$

$$\frac{N}{\sqrt{T_1^0}} = \frac{N}{\sqrt{T_3^0}} \sqrt{\frac{T_3^0}{T_1^0}}$$

e ricavo i valori di P_t e η_t

Sappiamo che la linea di funzionamento prevede una condizione di $P_c = P_t$ allora come verifico l'impongo $P_c = P_t$ ovvero:

$$\frac{c_p T_1^0}{\eta_c \eta_{me}} \left[P_c^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] = \frac{1+d}{\alpha} \eta_{me} \eta_t C_p T_3^0 \left[1 - \frac{1}{P_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right]$$

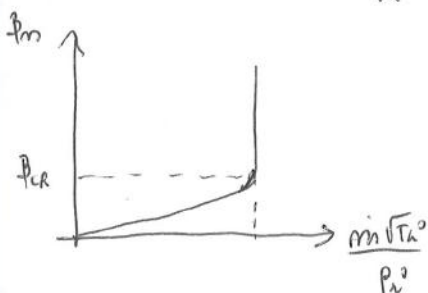
Si considere successivamente l'accoppiamento con l'ipello. dalle congruenze $\frac{m\sqrt{T_2^0}}{P_2^0} = \frac{m\sqrt{T_3^0}}{P_3^0} \frac{P_3^0}{P_2^0} \sqrt{\frac{T_2^0}{T_3^0}}$ con $\frac{P_3^0}{P_2^0} = P_t$ $\frac{T_2^0}{T_3^0} = f(P_t, \eta_t)$

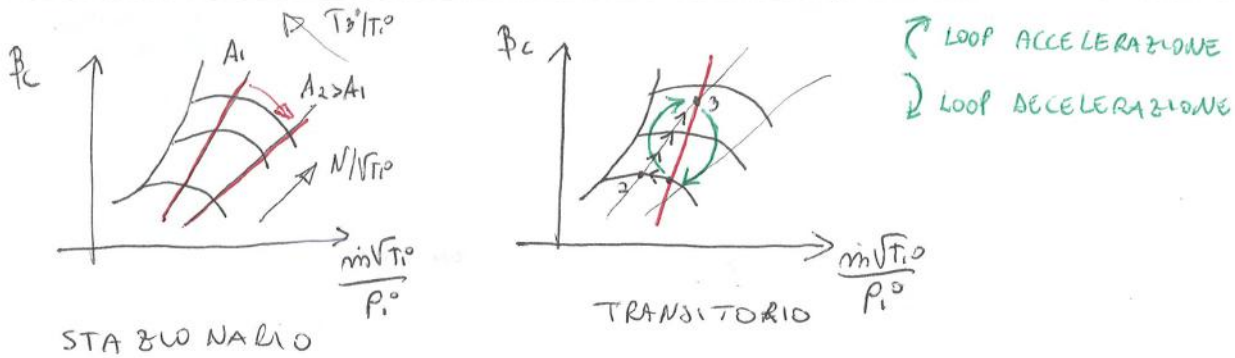
VELO CRITICO $m\sqrt{T_2^0}/P_2^0 = \text{cost} = \frac{m\sqrt{T_3^0}}{P_3^0} \cdot f(P_t)$

Turbina bloccata e quindi anche P_t sarà costante.

VELO NON CRITICO

$$P_m = \frac{P_4^0}{P_0} = \frac{P_4^0}{P_3^0} \frac{P_3^0}{P_2^0} \frac{P_2^0}{P_1^0} \frac{P_1^0}{P_0} \text{ con } \frac{P_4^0}{P_0} = f(M_0)$$





Se $\beta_t \uparrow \rightarrow A_t \uparrow$. Un allungamento della sezione corrisponde ad un transitorio di accelerazione e reversa. Accelerando, si inghiotte più combustibile, la temperatura aumenta e ci si sposta lungo la linea iso $N/\sqrt{T_{i0}}$ verso il punto 2 distaccandosi dalle condizioni di $P=0$ e andando verso una condizione in cui la turbina fornisce più potenza al compressore. Per avviare si accelera fino al punto di funzionamento stazionario (3). Percorso inverso vale per la decelerazione.

3. PRESTAZIONI CORRETTE

Analizziamo come le prestazioni corrette dipendono dal numero di giri e dal numero di Mach (M_0).

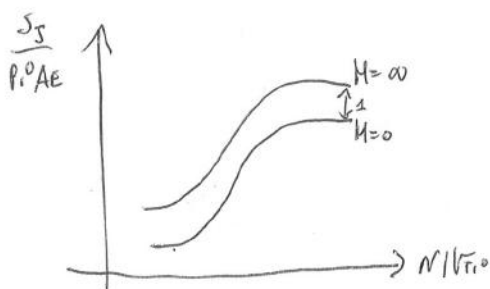
Sia la spinta lorda $S_J = \dot{m}_E W_E - A_E (P_E - P_0)$

La spinta lorda corretta sarà $\frac{S_J}{\rho_0 A_E} = \left[\frac{\dot{m}_E W_E}{\rho_0 A_E} + \frac{P_E}{\rho_0} \right] - \left(\frac{P_0}{\rho_0} \right)$

con $\left[\frac{\dot{m}_E W_E}{\rho_0 A_E} + \frac{P_E}{\rho_0} \right] = f(M_0, \frac{N}{\sqrt{T_{i0}}}) \rightarrow$ se ugella critica $\rightarrow \left[\frac{\dot{m}_E W_E}{\rho_0 A_E} + \frac{P_E}{\rho_0} \right] = f\left(\frac{N}{\sqrt{T_{i0}}}\right)$

con $\frac{\rho_0}{\rho} = \frac{P_0}{P} Ed = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} Ed = f(M_0)$

Ripositionando allora la funzione $\frac{S_J}{\rho_0 A_E} = f\left(\frac{N}{\sqrt{T_{i0}}}\right)$



per $M_0 \rightarrow \infty$ si ha $\frac{\rho_0}{\rho} \rightarrow \infty$ allora $\frac{P_0}{P} \rightarrow 0$
 Allora se $M_0 \uparrow \rightarrow \frac{P_0}{P} \downarrow \rightarrow \frac{S_J}{\rho_0 A_E} \uparrow$
 La spinta lorda soffre l'effetto della compressione dinamica dovuta dovuta all'aumento del M_0 , mentre non influenza l'aumento di portata.

• Considerando un ugello semplicemente convergente e critico:

$$\frac{\dot{m} \sqrt{T_u^0}}{P_u^0} = \text{cost} \quad \text{e} \quad \dot{m}_E = k_m \frac{P_u^0 A_t}{\sqrt{T_u^0}} \quad \text{con } k_m = \frac{f(M)}{\sqrt{R}}$$

• Essendo adiabatico $T_t^0 = T_u^0$ allora $T_t = \frac{T_u^0}{(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_t^2)} = \frac{T_u^0}{\frac{\gamma+1}{2}}$

da cui $w_t = \sqrt{\gamma R T_t} \cdot M_t = k_w \sqrt{T_u^0}$ con $k_w = \sqrt{\frac{2R}{\gamma+1}}$

• La pressione statica in gola $P_t = \frac{P_t^0}{P_{CR}} = \frac{P_u^0}{P_{CR}} = k_p P_u^0$ con $k_p = \frac{1}{P_{CR}}$

• Si ricorre allora $S_J = \dot{m}_E w_t + A_t (P_t - P_0) = \frac{k_m P_u^0 A_t}{\sqrt{T_u^0}} \cdot k_w \sqrt{T_u^0} + A_t (k_p P_u^0 - P_0) =$

$$\rightarrow \frac{S_J}{P_i^0 A_t} = \frac{k_m k_w P_u^0 A_t}{P_i^0 A_t} + \frac{k_p A_t P_u^0}{P_i^0 A_t} - \frac{P_0}{P_i^0 A_t} = k_m k_w \frac{P_u^0}{P_i^0} + k_p \frac{P_u^0}{P_i^0} - \frac{P_0}{P_i^0}$$

$$\rightarrow \boxed{\frac{S_J}{P_i^0 A_t} = (k_w k_m + k_p) \frac{P_u^0}{P_i^0} - \frac{P_0}{P_i^0} = k_s EPR - \frac{P_0}{P_i^0}} \quad \text{con } k_s = (k_w k_m + k_p)$$

• La Spinta può essere indicata quindi da N_1 o da EPR. Questo permette al velivolo di avere più strumentazioni per il calcolo della spinta. Ad esempio A330 prevede 3 tipi di Turbofan esistono con strumentazioni diverse:

- GENERAL ELECTRIC GE CF6-80E1 (misura N_1, EGT, N_2)
- PRATT & WHITNEY PW4000 (misura EPR, N_1, EGT, N_2)
- ROLLS-ROYCE TREAT 700 [misura EPR, N_1, EGT, N_3 (tridromo)]

N_1 è facilmente misurabile fino a che il motore non è degradato. EPR è correlato a due onde di PITOT e quindi al loro ~~stop~~ di degrado (ghiaccio, sporcizia). EPR non può essere usato in condizioni di turbolenza.

• Si introducono PIÙ ALBERI

Si analizzerà il caso bi-albero più avanti.

4. EFFETTO VELOCITÀ VOW U SULLA SPINTA NETTA STANDARD

La spinta netta standard S è funzione di:

$$S = f(z, M_0, MARETTA)$$

Assumiamo z e N costanti.

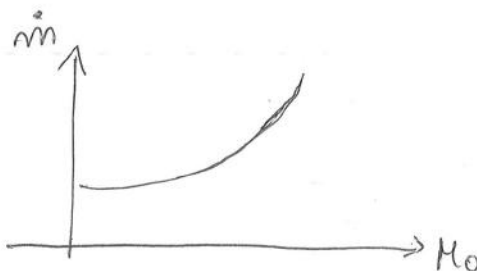
Considero $S = \dot{m}(w_e - U)$ con $\dot{m} b \ll \dot{m}$

• All'aumentare di $M_0 \rightarrow T_1^0 \uparrow \rightarrow N / \sqrt{T_1^0} \downarrow$ e viceversa

• Inoltre $\dot{m} \propto \frac{P_1^0}{\sqrt{T_1^0}} \propto \frac{P_0 (1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\sqrt{(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2) T_0}}$ essendo $\dot{m} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_1^0}}{P_1^0} \frac{P_1^0}{\sqrt{T_1^0}} \propto \frac{1}{M_0} \frac{P_1^0}{\sqrt{T_1^0}}$

Se $M_0 \uparrow \rightarrow \dot{m} \uparrow$ soprattutto il numeratore M_0 ha più peso

Se ne ricava:



Analizziamo ora l'effetto di M_0 sul termine $(w_e - U)$.

Se $w_e = \text{cost}$ avrebbe un andamento lineare. In realtà w_e risente della compressione dinamica nelle prese a monte.

Quindi vale

$$w_e = \sqrt{2 C_p T_4^0 \left(1 - \left(\frac{P_0}{P_4^0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right)}$$

Analizziamo gli effetti del M_0 sui termini in corso.

• Se l'ugello è critico \rightarrow Turbolenza bloccata $\rightarrow \beta_t = \text{cost} \rightarrow T_3^0 / T_4^0 = \text{cost}$
 Se $N = \text{cost} \rightarrow L_e \propto N^2 = \text{cost} \rightarrow L_e = L_t = C_p \eta_t T_3^0 \left(1 - \frac{1}{\beta_t^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) = \text{cost}$ da cui
 Se $\beta_t = \text{cost}$ allora anche $T_3^0 = \text{cost}$ allora anche T_4^0 essendo $T_3^0 / T_4^0 = \text{cost}$.
 Al variare di M_0 , quindi, $T_4^0 = \text{cost}$.

• Analizziamo come succede alle working line all'aumentare della sezione di gola A_t .

Finché N_L applico la congruenza tra $\frac{TL}{L_{TL}}$ e la portata dell'ugello:

$$\underbrace{\frac{\dot{m} \sqrt{T_{4H}^0}}{P_{4H}^0}}_{\text{COST}} = \underbrace{\frac{\dot{m} \sqrt{T_{4L}^0}}{P_{4L}^0 A_t}}_{\text{COST}} \cdot A_t \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{T_{4H}^0}{T_{4L}^0} \frac{P_{4L}^0}{P_{4H}^0}}}_{f(\beta_{TL}) \pm 1/\beta_{TL}}$$

$$\left[\begin{array}{l} \frac{\dot{m} \sqrt{T_{4H}^0}}{P_{4H}^0} = \text{COST} \quad \text{TURBINA CRITICA} \\ \frac{\dot{m} \sqrt{T_{4L}^0}}{P_{4L}^0 A_t} = \text{COST} \quad \text{UGELLO CRITICO} \\ P_{4L}^0 / P_{4H}^0 = 1 / \beta_{TL} \\ T_{4L}^0 / T_{4H}^0 = f(\beta_{TL}) \end{array} \right.$$

Se ne ricava che se $A_t \uparrow$ allora $\beta_{TL} \uparrow$

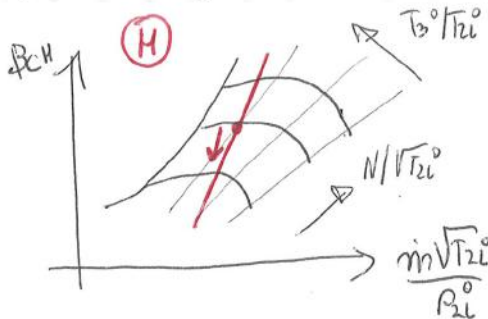
Inoltre se $N_L = \text{cost} \rightarrow L_{TL} \propto N_L = \text{cost} \approx L_{TL}$

$$L_{TL} = C_p T_{4H}^0 \left(1 - \frac{1}{\beta_{TL}^{1/\gamma}} \right) = \text{cost} \rightarrow \underline{T_{4H}^0 \downarrow} \text{ affinché } L_{TL} = \text{cost}$$

SALE

Se TL critica \rightarrow TH è bloccata \rightarrow $\beta_{TH} = \frac{T_{3H}^0}{T_{4H}^0} = \text{cost} \rightarrow$ se $T_{4H}^0 \downarrow$ $T_{3H}^0 \downarrow$

• Nel compressore di basso numero $L_c = C_p (T_{2L}^0 - T_{1L}^0) = \text{cost} \rightarrow T_{2L}^0 = \text{cost}$



avendo $T_{2L}^0 \downarrow$ e $T_{2L}^0 = \text{cost}$, il punto di funzionamento nelle mappe del compressore di alta tenderà. Così facendo

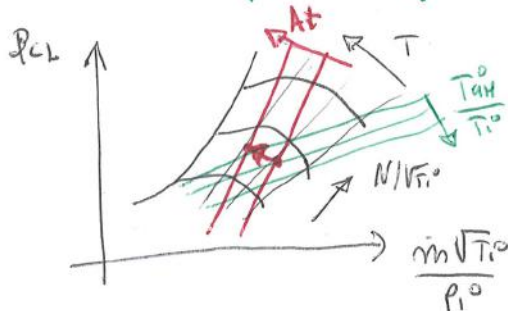
$P_{cH} \downarrow$ e $\frac{\dot{m} \sqrt{T_{2L}^0}}{P_{2L}^0} \downarrow$ verso $N/\sqrt{T_{2L}^0}$ più bassi

Dalle congruenze delle portate tra compressore alta e basso numero:

$$\underbrace{\frac{\dot{m} \sqrt{T_{1L}^0}}{P_{1L}^0}}_{\downarrow} = \underbrace{\frac{\dot{m} \sqrt{T_{2L}^0}}{P_{2L}^0}}_{\downarrow} \underbrace{\frac{P_{2L}^0}{P_{1L}^0} \sqrt{\frac{T_{1L}^0}{T_{2L}^0}}}_{\text{COST}}$$

con $\frac{P_{2L}^0}{P_{1L}^0} \sqrt{\frac{T_{1L}^0}{T_{2L}^0}} = \text{cost}$ perché $N_L = \text{cost}$

e $\frac{\dot{m} \sqrt{T_{2L}^0}}{P_{2L}^0} \downarrow$ allora $\frac{\dot{m} \sqrt{T_{1L}^0}}{P_{1L}^0} \downarrow$



In definitiva all'aumentare di A_t , nel compressore di basso numero il punto di funzionamento si avvicinerà al punto di stallo. Dovendosi su linee T_{4H}^0/T_{1L}^0 minori.

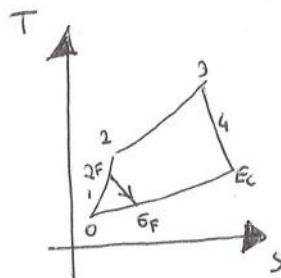
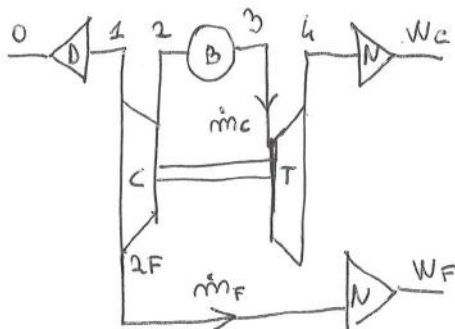
TURBOFAN

Essendo $q_s = \frac{w_e + 0}{2\gamma_0 H_i}$ si può pensare di agire sulle w_e per diminuirne i consumi. Nel turbogetto, però, la modifica della " w_e " produce un cambiamento delle " T_3^0 " e quindi del η . Si prevede così una modifica dell'architettura del motore realizzando così un turbofan. In esso vi è l'aggiunta di una seconda turbina che, sfruttando l'energia posseduta dal fluido prima di essere espulso, genera delle potenze utilizzate per alimentare un nuovo stadio del compressore da comprimere un fluido freddo. Vengono inseriti 2 nuovi parametri:

- $\beta_{CF} = P_2^0 / P_1^0$ RAPPORTO DI COMPRESSIONE FLUSSO FREDDO
- $BPR = \mu = \dot{m}_F / \dot{m}_C$ BY-PASS RATIO

Esistono due tipologie di turbofan:

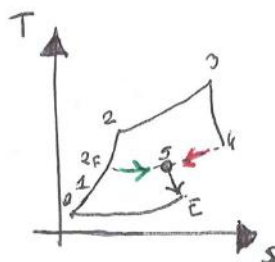
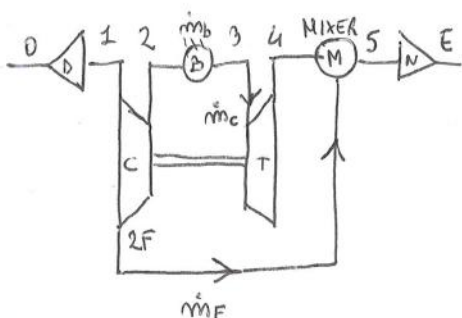
A FLUSSI SEPARATI



Caratterizzati da BPR alti
 Usati per volo subsonico per le loro consumi minime
 I parametri di progetto sono:

- T_3^0
- $\beta_c = P_2^0 / P_1^0$
- $BPR = \mu = \dot{m}_F / \dot{m}_C$
- $\beta_{CF} = P_2^0 / P_1^0$

A FLUSSI ASSOCIATI



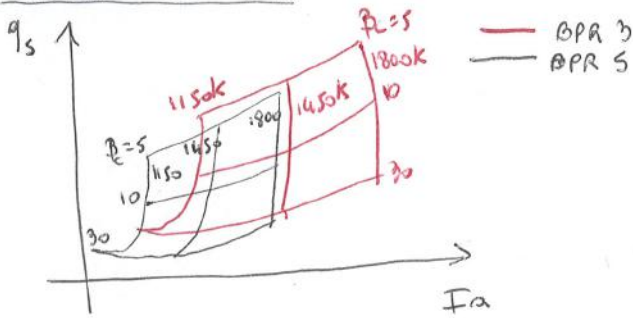
Caratterizzati da BPR limitati
 Usati in volo supersonico per le minori dimensioni frontali e porte spinte

- T_3^0
- $\beta_c = P_2^0 / P_1^0$
- $BPR = \mu = \dot{m}_F / \dot{m}_C$

Le condizioni di miscelamento impongono $P_{2F} = P_4^0$ quindi

$\beta_{2F} = P_{2F} / P_1^0$ risulta immediato.

EFFETTO DEL BPR



Fissati β_c e T_{a^0} , un aumento di BPR provoca una diminuzione di q_5 e di I_a . Inoltre provoca un aumento delle dimensioni e del peso del motore che per alti valori di BPR può essere ~~molto~~

in negativo sulla riduzione di q_5 . Alti BPR provocano una limitazione nell'inquinamento acustico.

DEMONSTRAZIONE CHE CONVIENE MISCELARE

IPOTESI \rightarrow condizioni miscelabilità $p_{2F}^0 = p_a^0 \rightarrow \beta_c = \beta_F = \beta_{T0}$

Trascuro le differenze dei gas $\gamma = \gamma, C_p = C_p'$

Trascuro le perdite di espansione negli ugelli $\beta_m = \frac{p_{2F}^0}{p_0} = \frac{p_a^0}{p_0} = \frac{p_5^0}{p_0}$

Dall'ultima ipotesi ora $B = \sqrt{2C_p \left[1 - \frac{1}{\beta_m} \right] / \gamma}$ ovvero:

$$W_F = \sqrt{T_{2F}^0} B \propto \sqrt{T_{2F}^0} \quad W_C = \sqrt{T_a^0} B \propto \sqrt{T_a^0} \quad W_E = \sqrt{T_5^0} B \propto \sqrt{T_5^0}$$

Del bilancio di MIXER entalpico ovvero:

$$\dot{m}_C C_p T_a^0 + \dot{m}_F C_p T_{2F}^0 = (\dot{m}_F + \dot{m}_C) T_5^0$$

$$\rightarrow (\dot{m}_C W_C^2 + \dot{m}_F W_F^2) = (\dot{m}_F + \dot{m}_C) W_E^2 \quad (*)$$

Sia $S_{J_{SEPARATI}} = \dot{m}_C W_C + \dot{m}_F W_F$ e $S_{J_{MISCELATI}} = (\dot{m}_C + \dot{m}_F) W_E$

Calcolo $S_{J_{MISCELATI}}^2 - S_{J_{SEPARATI}}^2 = (\dot{m}_C + \dot{m}_F)^2 W_E^2 - (\dot{m}_C W_C + \dot{m}_F W_F)^2$

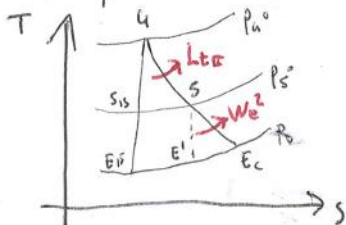
Sostituendo (*) ricavando $(\dot{m}_C + \dot{m}_F) \cdot (\dot{m}_C W_C^2 + \dot{m}_F W_F^2) - \dot{m}_C^2 W_C^2 - \dot{m}_F^2 W_F^2 - 2\dot{m}_C \dot{m}_F W_C W_F =$

$$= \cancel{\dot{m}_C^2 W_C^2} + \cancel{\dot{m}_F^2 W_F^2} + \dot{m}_C \dot{m}_F W_F^2 + \dot{m}_C \dot{m}_F W_C^2 - \dot{m}_C^2 W_C^2 - \dot{m}_F^2 W_F^2 - 2\dot{m}_C \dot{m}_F W_C W_F =$$

$$= \dot{m}_C \dot{m}_F (W_F^2 + W_C^2 - 2W_C W_F) = \dot{m}_C \dot{m}_F (W_C - W_F)^2 > 0 \rightarrow S_{J_{MISCELATI}}^2 > S_{J_{SEPARATI}}^2$$

SCELTA β_{CF} PER FLUSSI SEPARATI

Bisogna decidere se provare di espansione in turbina necessaria a comprimere il flusso freddo.

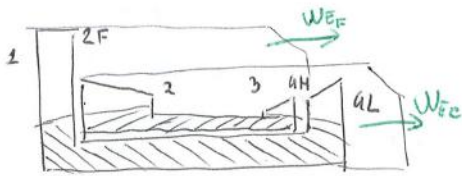


$$T_{a^0} - T_{E15} = (T_{a^0} - T_{S15}) + (T_{S15} - T_{E1})$$

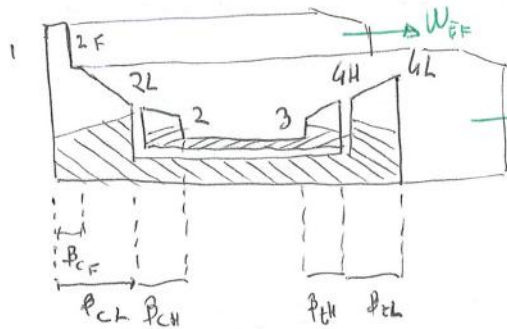
$$\frac{\bar{w}}{2C_p m} = \frac{L_{TE}}{C_p m_t} + \frac{W_c^2}{2C_p m_m} \rightarrow \frac{\bar{w}}{2m_m} = \frac{L_{TE}}{m_t} + \frac{W_c^2}{2m_m} \quad (*)$$

PRESTAZIONI OFF-DESIGN

Consideriamo un turbofan bi-albero a flussi separati.



Si può prevedere una configurazione in cui il fan è mosso solo da una turbina di bassa ma ciò non soddisfa in modo adeguato il requisito di compressione.



Per ovviare a ciò, nell'albero di bassa viene aggiunto un compressore (BOOSTER STAGE) che aiuta il compressore di alta del core.

Per il calcolo delle prestazioni consideriamo gli ugelli del flusso caldo e freddo come CRITICI. Per quello freddo ciò è vero solo in quota grande al contributo della equazione

pressione dinamica, diversamente non si potrebbe dire a quota SEA LEVEL.

Definiamo il lavoro delle turbine come:

$$L_{tH} = \dot{m}_t C_p T_3^0 \left(1 - \frac{1}{P_{tH}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right)$$

$$L_{tL} = \dot{m}_t C_p T_{4H}^0 \left(1 - \frac{1}{P_{tL}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right)$$

Essendo critici gli ugelli le turbine sono bloccate ($\beta_{tH} = \text{cost}$, $\beta_{tL} = \text{cost}$) Allora si può scrivere:

$$L_{tH} = k_H T_3^0$$

$$L_{tL} = k_L T_{4H}^0 = k_L T_3^0 \quad \text{con } T_{4H}^0 \propto T_3^0$$

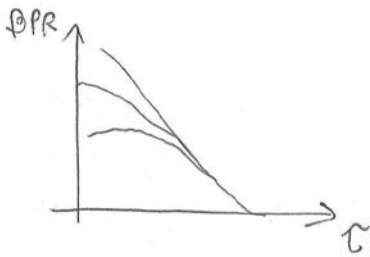
Dall'analisi dimensionale sappiamo che, fissato M_0 , il funzionamento del motore dipende da una manetta che scegliamo di fissare come $\tau = T_3^0 / T_3^{0*}$. Restano allora da determinare:

P_{cF} ; P_{c1} ; P_{cH} ; P_{tH} ; P_{tL} . Essendo le turbine bloccate β_{tH} e β_{tL} sono costanti, allora restano solo 4 parametri. Verranno calcolati con:

- BILANCIO DI POTENZA ALL'ALBERO A BASSA PRESSIONE.
- Relazione tra carichi di fan e compressore di basso;
- Bilancio di potenza all'albero di alta pressione;
- Espressione di BPR come rapporto di portate.

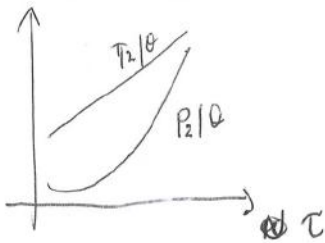
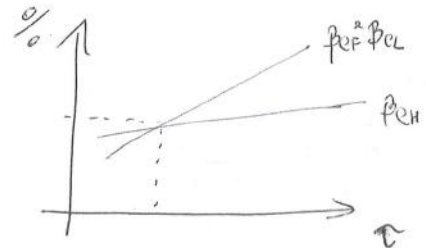


Quindi:

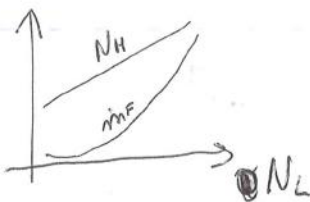


Fissato τ , dalle equazioni trovate è possibile ricavare P_{EF} , P_{EH} , P_{EL} e M .
 Dai quali ricavare poi tutti i valori costanti delle prestazioni.

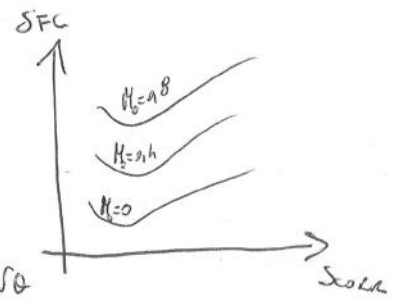
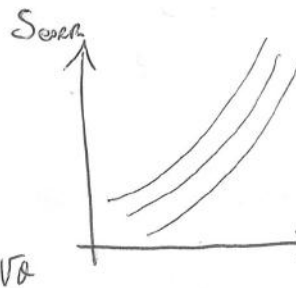
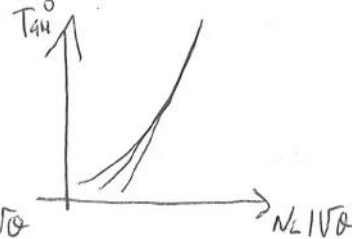
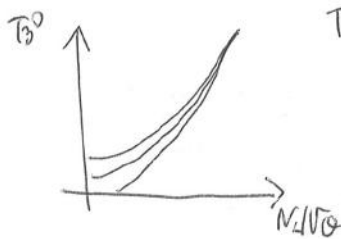
Si nota come all'aumentare delle τ la variazione % di P_{EF} e P_{EL} è maggiore rispetto a quelle di P_{EH} , questo perché il compressore di oltre è penalizzato dall'aria più calda che viene.



Aumento della compressione e del riscaldamento del flusso in uscita del compressore di oltre.



M è lineare alla variazione del N_L Le portate combustibili invece cresce.



RIPRISTINO DELLA SPINTA IN UN GIORNO CALDO

Se $Score = \frac{S}{P \cdot Ae} = f(M_0, \frac{T_3^0}{T_1^0})$. Al decollo $M_0 = 0$ e se $T_1^0 \uparrow \rightarrow Score \downarrow$.

Il costruttore deve garantire che il motore raggiunga la spinta nominale necessaria al decollo fino a una certa temperatura ambiente T_1^0 . Per mantenere S costante si possono adottare due soluzioni:



POST COMBUSTIONE

Il post combustore permette allo flusso di espandersi in una scia molto veloce brevando ai fondi del ~~sa~~ flusso interno in un condotto a geometria variabile. Lo si analizza sotto tre punti di vista:

[1] CAMPO DI PRESSIONI

Si è visto come l'ugello generi un contributo negativo alla spinta. Scaldando il flusso a valle della turbina si crea un codo della densità ed essendo $m = \rho w A_t = \text{cost}$, per mantenere la portata costante si aumenterà la sezione di gola A_t . Questo diminuirà il contributo negativo della spinta dell'ugello.

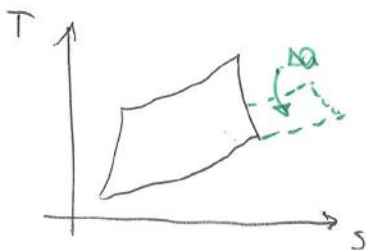
[2] QUANTITÀ DI MOTO

Sia la spinta $S = m w_t + A_t (p_t - p_0) - m U$. Si può trascurare il contributo alla portata di $m U$ e considerare costante su d.p.t. Dalla formula si nota come se $A_t \uparrow$ allora $S \uparrow$ ma anche come se $T_4^0 \uparrow \rightarrow w_t \uparrow \rightarrow S \uparrow$.

Si dimostra che $\frac{A_t'}{A_t} = \sqrt{\frac{T_5^0}{T_4^0}}$

$A_t = \text{CON POST COMBUSTIONE}$			
$A_t = \text{SENZA "}$	"	"	"
$T_5^0 = \text{CON "}$	"	"	"
$T_4^0 = \text{SENZA "}$	"	"	"

[3] CICLO TERMODINAMICO



Dopo l'espansione in turbina il flusso viene raffreddato ulteriormente e poi espande. Così facendo L_t aumenta così come la SPINTA. Le formule colare a posteriori non basta farcela, se il rendimento η_{B10} ed aumenta q_5 .
BRINGTON

COMBUSTORE

Si desidera un combustore:

- STABILE (con capacità di recessione)
- CON BUONI RENDIMENTI (0,9/0,99) E BASSE PERDITE PRESSIONE TOTALE (2/7%)
- BASSO LIVELLO DI INQUINANTI
- LIMITATO PESO E INGOMBRO.

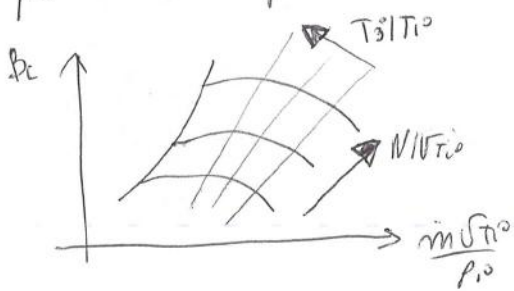
A COPPIA MENTO PRESA D'ARIA / TURBOGETTO IN SUPERSONICO

La condizione $E_d = P_0/P_0 = \text{cost}$ è valida in volo subsonico. Nel volo supersonico E_d può variare e quindi si rende neces. sono copite come interagiscono presa d'aria e motore ed il loro accoppiamento. Le spinte specifiche ed il consumo dipendono essenzialmente da quota z , Mach di volo M_0 , e della manetta $N/\sqrt{T_0}$ o T_3^*/T_1^* . Fissate la quota $z = \text{cost}$ vediamo cosa succede.

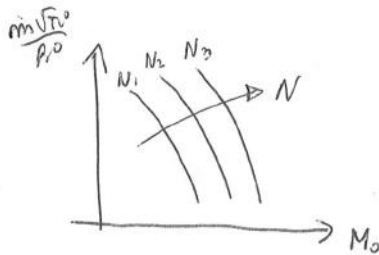
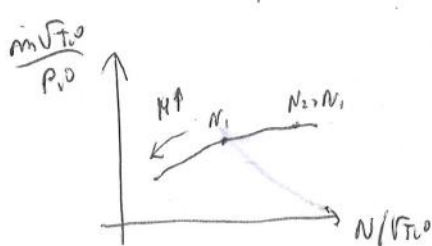
- Variando M_0 a manetta fissa.
- Variando la manetta a M_0 fissa.

TURBOGETTO

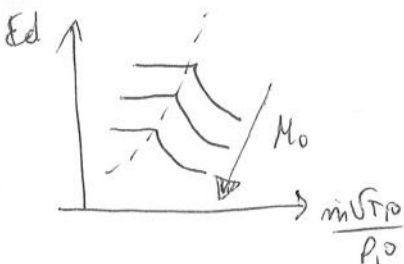
Fissate z e M_0 , il motore è caratterizzato dal numero di giri corretto al quale sta operando. Nota il punto di funzionamento la portata $\frac{m\sqrt{T_0}}{P_0}$ è fissa. A fissa N (quindi $N/\sqrt{T_0}$), all'aumentare di M_0 aumenterà T_0 e quindi diminuirà $N/\sqrt{T_0}$. Delle linee di funzionamento a motore come diminuiranno anche



Pe e $\frac{m\sqrt{T_0}}{P_0}$ quindi si può tracciare tale andamento



PRESA D'ARIA

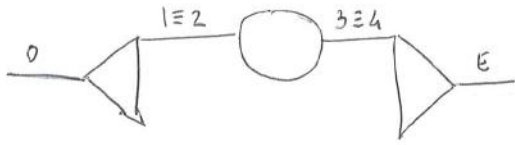


Delle prese sappiamo che all'aumentare del M_0 diminuisce la portata corretta. Allora possiamo unire i

risultati del turbogetto e della presa in un unico grafico ovvero:



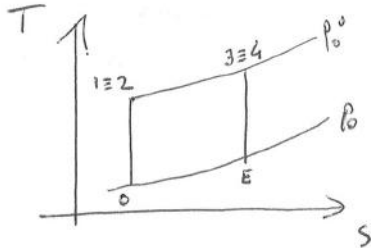
AUTOREATTORE (RAMJET)



Le prestazioni ON-DESIGN dipendono solo da M_0 e T_3^0/T_0 .

Viene scelta T_0 e non T_3^0 perché T_0 dà informazioni immediate sulla quota.

Nel ciclo ideale $p_1^0 = p_2^0 = p_3^0 = p_0^0$ da cui:



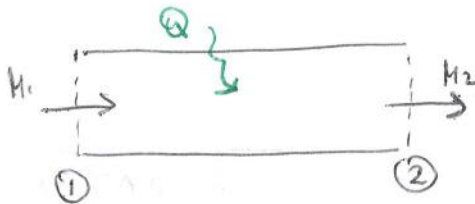
$$\frac{p_0^0}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \frac{p_E^0}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_E^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

Dalla quale si afferma che $M_0 = M_E$

Troveremo le perdite all'interno e $\gamma = \text{cost}$. Inoltre $w_E > w_0$ ma se $M_E = M_0$ allora $a_E < a_0$ (ed è verificato dal flusso più caldo in uscita).

FLUSSO DI RAYLEIGH

Formazione di calore o flusso stazionario di gas in un condotto a sezione costante in assenza di attrito.



Essendo nelle le forze nel condotto si conserva la dinamica:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} \quad (*)$$

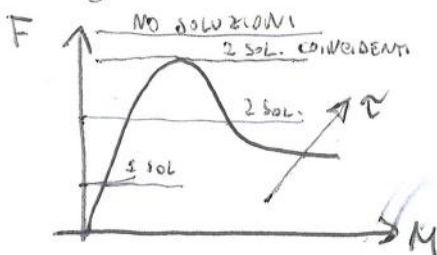
Dalla conservazione della portata ricaviamo:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2 M_2}{p_1 M_1}\right)^2 = \left(\frac{\frac{1}{M_1} + \gamma M_1^2}{\frac{1}{M_2} + \gamma M_2^2}\right)^2 \rightarrow \frac{T_2^0}{T_2^0} \frac{T_1^0}{T_1^0} \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2 M_2}{p_1 M_1}\right)^2 \rightarrow \text{Sostituendo } (*) \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right) M_2^2}{(1 + \gamma M_2^2)^2} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right) M_1^2 T_2^0}{(1 + \gamma M_1^2)^2 T_1^0} \rightarrow \boxed{F(M_2) = F(M_1) \cdot \tau}$$

con $T^0 = T \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)$

Diagrammiamo la funzione $F(M)$:

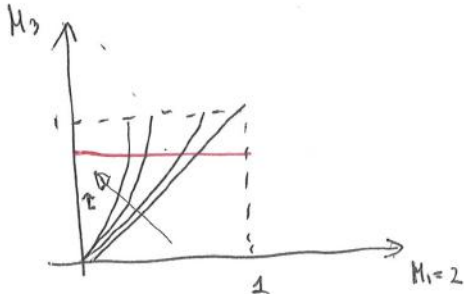


Tale funzione ha un massimo $\Phi = \frac{1}{2(\gamma+1)}$ e un asintoto per $M \rightarrow \infty$ pari a $\frac{\gamma-1}{2\gamma^2}$.
Presi τ e M_1 come variabili, posso ricavare M_2 .
Si hanno pertanto due:
- 2 soluzioni coincidenti o non.
- 1 soluzione
- 0 soluzioni

In un autorettole le prestazioni dipendono da τ , M_0 , T_3^0 .
 Se sempre $\tau = \text{cost}$, M_0 variabile e come manetta T_3^0/T_0

S.e. $\tau = T_3^0/T_0$ e $\bar{\tau} = T_3^0/T_0$

Restringendo il campo di analisi: solo alla deflagrazione avvenuta:
 la combustione avviene in campo subsonico

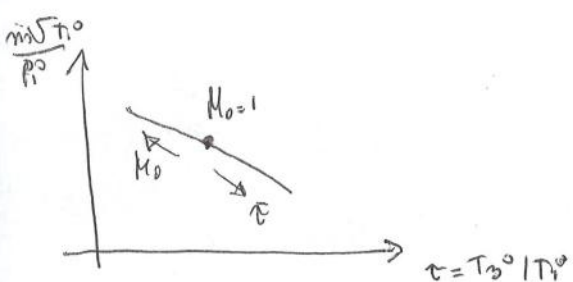


seguendo le leggi del flusso di Rayleigh.
 M_2 variere lungo una linea di flusso, momento orizzontale finché ugello non critico.

Abbiamo opposto ugello critico e geometria fissa.

Disparametrizzando l'evoluzione delle portate in funzione di τ si nota che:

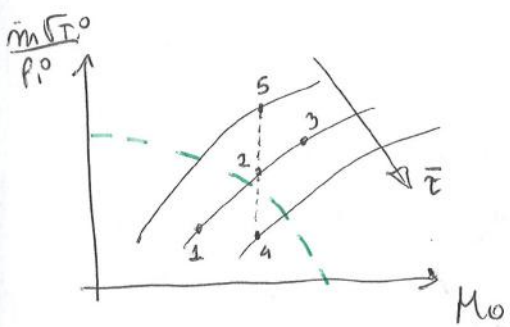
- All'aumentare di $\bar{\tau}$, la portata scende (COMPORTAMENTO OPPOSTO AL TURBOGETTO)
- All'aumentare di M_0 , la portata aumenta.



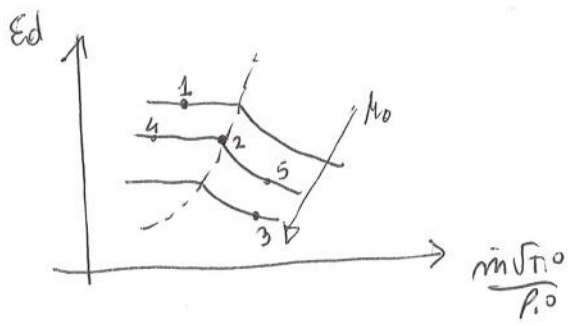
Quindi avendo i due profili ricorriamo:

Il comportamento è duale rispetto al Turbogetto.

Fixato $\bar{\tau}$ e aumentando M_0 si ha 1-2-3 quindi la presa passa da ~~subcritica~~ a ~~subcritica~~ supercritica.



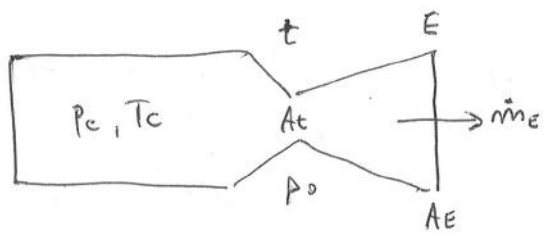
Fixato M_0 e aumentando la manetta $\bar{\tau}$, la presa passa da supercritica a subcritica momento più si riscalda il fluido, minore sarà la densità, quindi entrerà una quantità d'aria minore e così è uno svantaggio



in termini di spinta.

- L'ENERGIA fonte può essere:
 - interna al propellente (chimica);
 - interna al veicolo, esterna al propellente (nucleare);
 - Esterna al veicolo (solare).
 - I PROPELLENTI possono essere accelerati in modo:
 - TERMO-FLUIDO-DINAMICO ($\sim 10 \text{ km/s}$)
 il propellente viene accelerato tramite un ugello dopo essere stato riscaldato per mezzo di: ~~energia~~
 - REAZIONI CHIMICHE
 - REAZIONI NUCLEARI
 - ENERGIA SOLARE
 - " " ELETTRICA | ENTRAMBE
 - " " " " E NUCLEARE
- La velocità di espulsione $w_E = \sqrt{2C_p(T_E^0 - T_E)}$ è MAX per $T_E = 0$
 Da qui si deduce una limitazione legata alla T , fornita dal POTERE CALORIFICO
- ELETTROSTATICO / ELETTROMAGNETICO ($\sim 100 \text{ km/s}$)
 qui il limite è dato dal peso dei generatori di potenza.

PRESTAZIONI



- P_c = PRESSIONE TOTALE IN CAMERA
- T_c = TEMPERATURA TOTALE IN CAMERA
- A_t = AREA DI COLLA
- A_E = AREA DI USCITA
- $E = \frac{A_E}{A_t}$ = RAPPORTO ESPANSIONE AREE
- P_E = PRESSIONE DI USCITA
- w_E = VELOCITÀ DI USCITA

• L'ugello negli idroreattori risulta sempre CRITICO in quanto le pressioni in gioco sono molto alte rispetto a quelle ambiente.

- Vi sono 7 INDICI PRESTAZIONALI:
- SPINTA

$$F = \dot{m} w_E + A_E (P_E - P_0)$$

• COEFFICIENTE DI SPINTA C_F

$$C_F = \frac{F}{P_c A_t}$$

$P_c A_t = F_0$ coincide con la spinta esercitata su un foro di una scatola chiusa. Allora C_F rappresenta la capacità dell'ugello di amplificare la spinta

PROPELLENTE

È una sostanza che può essere usata:

- Senza varare la sua composizione;
 - Dopo aver subito una decomposizione esotermica
 - Dopo una reazione chimica.
- Abbiamo detto che la spinta degli endoreattori termici è limitata dal potere calorifico. Questo è dovuto al fatto che:

$$P = \frac{1}{2} \frac{\dot{m} e^2}{\eta} = \dot{m} H_i \quad \text{quindi} \quad e = \sqrt{2 \eta H_i}$$

↓

$$F = \dot{m} e \quad \text{ovvero la spinta } \propto H_i$$

- Gli endoreattori chimici vengono classificati in base al propellente usato:

- SOLID ROCKET MOTOR (propellente solido)
- LIQUID ROCKET MOTOR
- HYBRID ROCKET MOTOR

- Un endoreattore è composto di 4 elementi principali:

- 1 - SERBATOIO
- 2 - SISTEMA DI ALIMENTAZIONE
- 3 - CAMERA DI COMBUSTIONE
- 4 - UGELLO

- I LIQUID ROCKET MOTOR presentano ~~3~~ 4 elementi la THRUST CHAMBER

- I SOLID ROCKET MOTOR invece sono più compatti e leggeri in quanto presentano 1=3 e ciò elimina le pericolosità avendo ossidante e combustibile insieme. (2 non esiste)
- I HYBRID ROCKET ENGINE sono le soluzioni intermedie.

• IPOTESI SUL FLUIDO

- FLUIDO OMogeneo = coi proppellenti è quindi è difficile avere una buona miscela
- GAS PERFETTO ($\gamma = \text{cost}$)
- EQUILIBRIO CHIMICO IN C.E. = valida se il "tempo di residenza" dei reagenti in c.e. è sufficiente da far raggiungere l'equilibrio.
- COMPOSIZIONE CHIMICA INVARIATA DURANTE ESPANSIONE (FROZEN EQUILIBRIUM)
È un'ipotesi conservativa in quanto l'energia usata viene recuperata in un secondo momento durante l'espansione con la ricombinazione di molecole.

• IPOTESI SULLA TRASFORMAZIONE

- ADIABATICA = perdita accettabile in quanto lo scambio di energia è di circa il 2% che è un effetto molto piccolo.
- ASSENZA URTI
- ASSENZA EFFETTI STRATO LIMITE

• IPOTESI SUL FLUSSO

- UNIDIMENSIONALE
- INGRESSO VELOCITÀ IN USCITA ASSIALE
- FLUSSO STAZIONARIO

Tali analisi dipendono da 7 parametri,

CHIMICI	LEGATI ALL'UGELLO	QUOTA	DIMENSIONI
T_c γ $m = \text{MASSA MOLARE}$ P_c	$E = \frac{A_E}{A_t}$	P_0	A_t

COEFFICIENTE DI SPINTA C_F

Dal modello 1-D so che:

$$F = \dot{m} w_E + A_E (P_E - P_0)$$

$$\dot{m} = \frac{P_c A_t}{\sqrt{R T_c}} M$$

$$w_E = \sqrt{2 C_F T_c \left(1 - \frac{1}{P_E^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right)}$$

con $P_E = \frac{P_c}{P_E}$

Allora \downarrow

• IPOTESI SUL FLUIDO

- FLUIDO OMogeneo = coi proppellenti liquidi è difficile avere una buona miscela
- GAS PERFETTO ($\gamma = \text{cost}$)
- EQUILIBRIO CHIMICO IN C.E. = valida se il "tempo di residenza" dei reagenti in c.e. è sufficiente da far raggiungere l'equilibrio.
- COMPOSIZIONE CHIMICA INVARIATA DURANTE ESPANSIONE (FROBEN EQUILIBRIUM)
È un'ipotesi conservativa in quanto l'energia usata viene recuperata in un secondo momento durante l'espansione con la ricombinazione di molecole.

• IPOTESI SULLA TRASFORMAZIONE

- ADIABATICA = minima accettabile in quanto lo scambio di energia è di circa il 2% che è un effetto molto piccolo.
- ASSENZA URTI
- ASSENZA EFFETTI STRATO LIMITE

• IPOTESI SUL FLUSSO

- UNIDIMENSIONALE
- ~~IN~~US VELOCITA' IN USCITA ASSIALE
- FLUSSO STAZIONARIO

Tali ipotesi dipendono uno da γ parametri,

CHIMICI	LEGATI ALL'UGELLO	QUOTA	DIMENSIONI
T_c γ $m = \text{MISIA MARE}$ P_c	$E = \frac{A_E}{A_t}$	P_0	A_t

COEFFICIENTE DI SPINTA C_F

Dal modello 1-D so che :

$$F = \dot{m} w_E + A_E (P_E - P_0)$$

$$\dot{m} = \frac{P_c A_t}{\sqrt{R T_c}} \pi$$

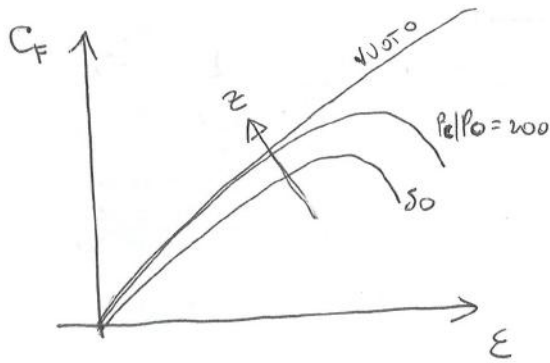
$$w_E = \sqrt{2 C_F T_c \left(4 - \frac{1}{P_E^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right)}$$

con $P_E = \frac{P_c}{P_E}$

Allora \downarrow

EFFETTO PRESSIONE AMBIENTE p_0

Considerando $C_F = C_{Fvuoto} - \epsilon \frac{p_0}{\rho c}$



Nota come salendo di quota ($p_0 \downarrow$) il C_F aumenta.

Finotti ϵ e γ (un certo ugello) trova un Max quando $\epsilon \frac{p_0}{\rho c} = 0$ ovvero quando $C_F = C_{Fvuoto}$

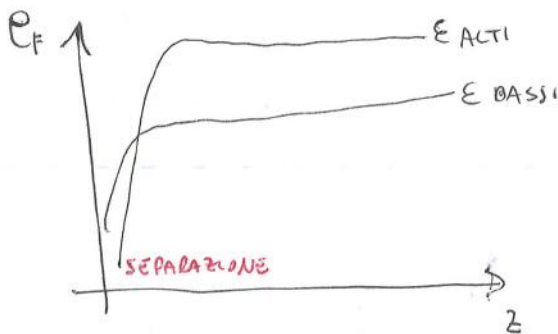
Trovo un MAX ASSOLUTO quando

$$C_{FvuotoMAX} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}$$

ADATTO l'ugello nel vuoto $p_0 = p_c = 0$ allora

Da tale equazione noto che all'aumentare di $\gamma \rightarrow C_{FMAX} \downarrow$

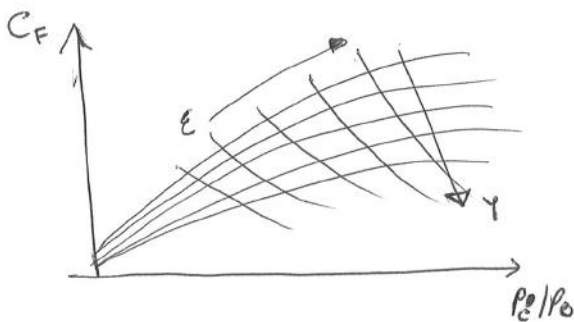
EFFETTO DELLA QUOTA z



La cosa migliore sarebbe avere un ugello che vari ϵ adattandosi ad ogni z . Per piccoli ϵ avrò un C_F più basso ma evito la separazione. Per ϵ alti avrò C_F più alti ma a quote basse ~~non~~ escluso la separazione. Si cerca il compromesso migliore.

Considerando anche la "storica" dell'andreattore. Enderattori ~~sono~~ più lunghi siamo a quote più elevate.

EFFETTO DI γ



Al diminuire di γ cresce C_F e cresce anche ϵ quindi v_c e anche una variazione nella geometria dell'ugello.

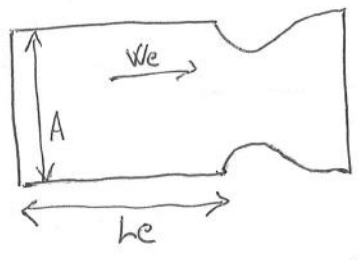
EFFETTI IN CAMERA DI COMBUSTIONE

MIXING

L'ipotesi di omogeneità del flusso per i propellenti liquidi può non essere soddisfatta in quanto ossidante e combustibile non si miscelano a sufficienza. Le perdite generate, in genere a causa di iniettori non ~~progettati~~ opportunamente, possono essere evitate introducendo un MIXER. Sono attese perdite intorno al 5%.

COMBUSTIONE INCOMPLETA (INCOMPLETE ENERGY RELEASE)

L'ipotesi di equilibrio chimico prevede un certo "tempo di residenza" del flusso in camera affinché la combustione si completi del tutto. C'è allora un tempo di un



TEMPO CARATTERISTICO $\tau^* = \frac{L_c}{W_e}$

generalizzando il concetto ottengo:

$$\tau^* = \frac{L_c}{W_e} = \frac{L_c A_c}{\rho_c A_c} = \frac{L_c A_c \rho_c}{\dot{m}} = \frac{V_c \rho_c}{\dot{m}}$$

$$\rightarrow \tau^* = \frac{V_c \rho_c}{\dot{m}} = V_c \rho_c \cdot \frac{e^*}{\rho_c A_t} = \frac{V_c \cdot e^* \cdot \rho_c}{A_t \cdot \rho_c} = \frac{L^* \cdot e^*}{(e^* \gamma)^2} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{L^*}{e^*} \approx 2,038 \frac{L^*}{e^*}$$

con $\dot{m} = \frac{\rho_c A_t}{e^*}$ e $\frac{\rho_c}{\rho_c} = (e^* \gamma)^2$ e $L^* = \frac{V_c}{A_t}$ LUNGHEZZA CARATTERISTICA

Allora $\tau^* = 2,038 \frac{L^*}{e^*}$ per avere ottimi rendimenti tale tempo deve essere simile a quello "chimico" necessario alla combustione. Sono tabulati i valori di L^* conoscendo il propellente e ricorrendo A_t posso trovare il valore di V_c .

- se "chimica" lenta L^* è piccolo e V_c pure.
- se "chimica" veloce L^* è grande e V_c pure.

Si possono studiare modelli che vedano bene ad entrambi: ed esempio, considerare il modello SHIFTING nel convergente (velocità subsoniche) e quello FROZEN nel divergente (velocità supersoniche).

- BRAY ha proposto ^{tale} un modello basato su una sola reazione chimica ed ha scelto la più lenta ed energetica, ovvero la dissociazione dell'acqua.

Ogni reazione ha due velocità
AVANTI ODIETRO



Per cui distinguo $\pi_{FORWARD}$ e $\pi_{BACKWARD}$

$$w_{netto} \frac{d\alpha}{dt} = \pi_F - \pi_B = \frac{d\alpha}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{d\alpha}{dt} w$$

Con w = velocità del flusso.

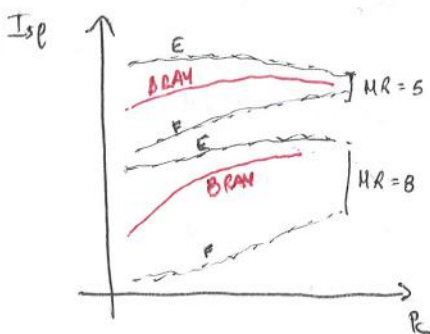
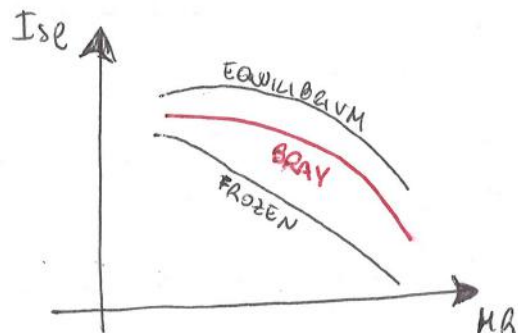
$\frac{d\alpha}{dx}$ = l'andamento della composizione al variare della distanza nell'ugello.

Allora:

Se $\frac{d\alpha}{dx} w < (\pi_F - \pi_B) \rightarrow$ SHIFTING

Se $\frac{d\alpha}{dx} w = (\pi_F - \pi_B) \rightarrow$ TRANSIZIONE

Se $\frac{d\alpha}{dx} w > (\pi_F - \pi_B) \rightarrow$ FROZEN



I costi dipendono da p_c e T

- $HR=8$ ha una maggiore dissociazione e costa di T più alta

- $HR=5$ considera T minori e quindi dissociazioni minori (più vicini allo zero).

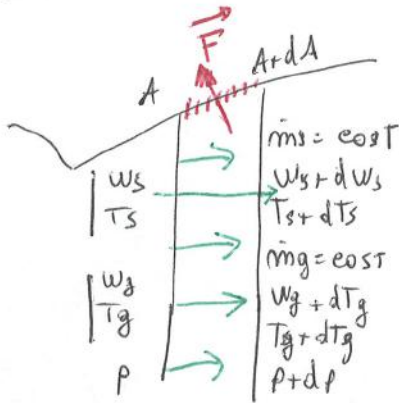
All'aumentare di p_c , le dissociazioni diminuiscono, e allora le curve si avvicinano.

• ALTRI MECCANISMI (NON TRATTATI)

- TRASFERIMENTO DI MASSA
- MOTO BROWNIANO DELLE PARTICELLE

VALUTAZIONE DELLE PERDITE BIFASE

Consideriamo due sezioni di un condotto



Sia \vec{F} la forza esercitata nella parete dell'ugello

$$F = (p - p_0) dA$$

Consideriamo

Considerando le STREAM FORCE si può scrivere \vec{F} come:

$$F = \underbrace{(w_g + dw_g) \dot{m}_g}_{USCENTE} + \underbrace{(w_s + dw_s) \dot{m}_s}_{ENTRANTE} - \underbrace{(w_s \dot{m}_s + w_g \dot{m}_g)}_{ENTRANTE} + \underbrace{(p + dp) - p_0}_{USCENTE} \cdot \underbrace{(A + dA)}_{ENTRANTE} - (p - p_0) dA$$

Uguagliando ricaviamo:

$$(p - p_0) dA = w_g \dot{m}_g + \dot{m}_g dw_g + \dot{m}_s w_s + \dot{m}_s dw_s - \dot{m}_s w_s - \dot{m}_g w_g + pA + p dA + A dp + dA dp - p_0 A - p_0 dA - p \cdot A + p_0 \cdot A$$

$$\rightarrow \dot{m}_g dw_g + \dot{m}_s dw_s + pA + p dA + A dp + dA dp - p_0 A - p_0 dA - pA + p_0 A - p dA + p_0 dA = 0$$

$$\rightarrow \boxed{-A dp = \dot{m}_g dw_g + \dot{m}_s dw_s} \quad (1)$$

Sia $\begin{cases} \dot{m}_s = \rho_s w_s A \\ \dot{m}_g = \rho_g w_g A \\ x = \frac{\dot{m}_s}{\dot{m}_g + \dot{m}_s} \rightarrow \frac{x}{(1-x)} = \frac{\dot{m}_s}{\dot{m}_g} \end{cases}$

Sostituendo ricaviamo

$$-A dp = \frac{\rho_g w_g A}{\rho_g} dw_g + \frac{\rho_s w_s A}{\rho_g} dw_s \rightarrow w_g dw_g = -\frac{dp}{\rho_g} \cdot \frac{\rho_s A}{\rho_g A} \cdot \frac{w_s}{w_g} dw_s$$

$$\rightarrow w_g dw_g = -\frac{dp}{\rho_g} \cdot \frac{\dot{m}_s}{\dot{m}_g} \cdot \frac{w_s}{w_g} dw_s \rightarrow \boxed{w_g dw_g = -\frac{dp}{\rho_g} \cdot \left(\frac{x}{1-x} \right) w_g dw_s} \quad (2)$$

ACC. GAS
VAR. PRESS.
ACC. SOLIDA

$$x c_s dT_s + (1-x) c_p dT_g + x(w_s - w_g) dT_{ws} = (1-x) \frac{dp}{\rho_g} \quad (5)$$

La (4) e (5) permette di ricavare la relazione tra salto entalpico ed energia cinetica, e l'esponente delle politropiche.

Consideriamo 4 casi:

CASO A

- perfetto scambio di QAM $w_g = w_s$ $dw_g = dw_s = dw$
- perfetto scambio di energia $T_s = T_g$ $dT_s = dT_g = dT$

La (5) diviene $[x c_s + (1-x) c_p] dT = (1-x) \frac{dp}{\rho_g}$ se $\rho_g = \frac{p_g}{R_g T_g}$

Le politropiche avranno la forma di isentropica ovvero

$$\bar{c}_p \frac{dT}{T} = \bar{R} \frac{dp}{p} \quad \text{con} \quad \begin{cases} \bar{c}_p = x c_s + (1-x) c_p \\ \bar{R} = R_g (1-x) \end{cases}$$

\bar{c}_p e \bar{R} sono valori MODIFICATI da cui ricavare $\begin{cases} \bar{\gamma} = \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_p - \bar{R}} \\ \bar{\gamma} = \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_p - \bar{R}} \end{cases}$

Ottengo quindi:

$$(W_E)_A = \sqrt{2 \bar{c}_p T_c \left[1 - \frac{1}{\beta_c^{\frac{\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}-1}}} \right]} \quad \text{e} \quad (I_s)_A = \frac{F}{\dot{m} g_0} = \frac{\dot{m} (W_E)_A}{\dot{m} g_0} = \frac{(W_E)_A}{g_0}$$

Sono uguali al caso ideale ma con c_p e γ MODIFICATI.

CASO B

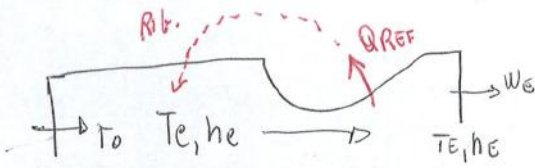
- perfetto scambio di QAM $w_g = w_s$ $dw_g = dw_s = dw$
- non c'è scambio di energia $T_s = \text{cost}$ $dT_s = 0$

La (5) diviene $c_p dT_g = \frac{dp}{\rho_g}$ → l'esponente delle politropiche è γ

Dalla (4) ricavare $(1-x) c_p dT_g = w dw$ → $(W_E)_B = \sqrt{2 c_p T_g \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_c} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right] \sqrt{1-x}}$

e l'impulso $(I_s)_B = (I_s)_{IDEALE} \sqrt{1-x}$

VALUTAZIONE DELLA ADIABATICITÀ



Considero un'espansione diabolica
ovvero con scambio di calore, all'interno di un ugello. Suppongo che, all'equilibrio chimico, riesco

a raggiungere in c.c. una temperatura T_0 . Il calore liberato mi viene rimesso nella c.c. allora avrò due casi:

$$Q_{REF} \begin{cases} \text{RIGENERO} \rightarrow T_c = T_0 + \frac{Q_{REF}}{C_p} \\ \text{NON RIGENERO} \rightarrow T_c = T_0 \end{cases}$$

Supponiamo che l'espansione segua una POLITROPICA $pV^m = \text{cost.}$

POSTILLA

POLITROPICA

$$C_p dT = -\int v dp \rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1-m}{m}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{m-1}{m}} \rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{m-1} \rightarrow \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^m$$

~~Il calore erogato è pari alla~~

Per il primo principio della termodinamica ovvero:

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

con $L=0$ $\Delta h = \text{VARIAZIONE ENTALPIA}$ $\Delta E_c = \text{VARIAZIONE EN. CINETICA}$
con $Q = -\Delta Q_{REF}$

$$\text{Sia } \begin{cases} \Delta h = h_E - h_c = -C_p(T_c - T_E) = -\frac{\gamma}{\gamma-1} R T_c \left[1 - \frac{T_E}{T_c}\right] = -\frac{\gamma}{\gamma-1} R T_c \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_c}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \\ \Delta E_c = \frac{W_E^2}{2} - \frac{W_c^2}{2} = \frac{W_E^2}{2} = -\int v dp = C_p dT \rightarrow \frac{W_E^2}{2} = C_p(T_c - T_E) = \frac{m}{m-1} R T_c \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_c}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \end{cases}$$

$$\text{Allora } -\Delta Q_{REF} = -\frac{\gamma}{\gamma-1} R T_c \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_c}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] + \frac{m}{m-1} R T_c \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_c}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] =$$

$$-\Delta Q_{REF} = R T_c \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_c}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \left(\frac{-\gamma}{\gamma-1} + \frac{m}{m-1}\right) = R T_c \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_c}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \left(\frac{-\gamma m + \gamma + m \gamma - m}{(\gamma-1)(m-1)}\right) =$$

$$\rightarrow \Delta Q_{REF} = \frac{m-\gamma}{(\gamma-1)(m-1)} R T_c \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_c}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \rightarrow Q_{REF} = f\left(m, \frac{p_E}{p_c}, T_c\right)$$

Ricordando che:

- $C = \text{CIRCONFERENZA} = 2\pi r \sin\varphi$
- $dA = 2\pi r \sin\varphi \cdot r d\varphi = 2\pi r^2 \sin\varphi d\varphi$
- $(A)_{\text{CROTTA SFERICA}} = 2\pi r^2 (1 - \cos\theta)$

- Dal teorema delle QDM ottengo:

$$QDM_{\text{USCENTE}} = \sum F_x = F + (P_a - P_E) A_E = \int_{S_E} \rho (\vec{\omega} \cdot \vec{n}) \omega_x dA$$

Sia $\vec{\omega} \cdot \vec{n} = \omega_z$ e $\omega_x = \omega_z \cos\varphi$ ricordando: F come:

$$\begin{aligned} F &= \int_0^\theta \rho \omega_z^2 \cos\varphi \cdot 2\pi r^2 \sin\varphi d\varphi + (P_E - P_a) A_E = \\ &= F = 2\rho \omega_z^2 \pi r^2 \int_0^\theta \cos\varphi \sin\varphi d\varphi + (P_E - P_a) A_E = \\ &= F = 2\rho \omega_z^2 \pi r^2 \frac{1 - \cos^2\theta}{2} + (P_E - P_a) A_E = \\ &= F = 2\rho \omega_z^2 \pi r^2 \frac{(1 + \cos\theta)(1 - \cos\theta)}{2} + (P_E - P_a) A_E \end{aligned}$$

Sia $A'_E = (A)_{\text{CROTTA SFERICA}} = 2\pi r^2 (1 - \cos\theta)$ e $m = \rho A'_E$ ricordando:

$$\rightarrow F = m \omega_z \frac{(1 + \cos\theta)}{2} + (P_E - P_a) A_E$$

Sia $A_E = \frac{(1 + \cos\theta)}{2} A'_E$ la sezione A_E è la proiezione dell'area delle edotte lungo la direzione x .

$$\rightarrow F = \frac{(1 + \cos\theta)}{2} \left[m \omega_z + \frac{(P_E - P_a) A_E}{(1 + \cos\theta)} \right] = \underbrace{\left(\frac{1 + \cos\theta}{2} \right)}_{\lambda} \underbrace{\left[m \omega_z + (P_E - P_a) A'_E \right]}_{F_{ID}} =$$

$$\rightarrow \boxed{F = \lambda F_{ID}}$$

con $\lambda = \left(\frac{1 + \cos\theta}{2} \right)$

con $F_{ID} = m \omega_z + A'_E (P_E - P_a)$

con $A'_E \approx A_E$ per $\theta \ll$

• IDEAL NOZZLE

Si potrebbe pensare ad un ugello che espanda idealmente fino all'uscita con pressione uniforme e velocità omogenea evitando anche le formazioni di onde d'urto avendo una ricomprensione solo all'uscita. Questo ugello non è realizzabile perché troppo lungo e pesante però ne esistono delle versioni:

- TIC (TRUNCATED IDEAL CONTOUR NOZZLE)

È un ugello ideale troncato ad un certo punto da cui permette di avere comunque un flusso isentropico (senza onde di compressione) in uscita.

- ETIC (COMPRESSED TIC)

È una versione ancora più compressa del TIC.

PERDITE DOVUTE ALLO STATO LIMITE

Donno un errore del 0,5 ÷ 5% dell' I_S vuoto. Possiamo avere:

• perdite per attrito

- IN SUBSONICO si ha $C_{F_{PERDITA}} = \frac{PERDITA SUBSONICA}{A_0 P_0} \approx 0,011$

- IN SUPERSONICO si ha $C_F = C_{F_i} \left[1 + 0,72 \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) M^2 \right]^{-0,578}$ con $C_{F_i} = 0,003$

- perdite per scambi termici attraverso lo stato limite
- perdite dovute allo spessore
- perdite dovute alle interazioni fra stato limite e onde d'urto.

PERDITE DOVUTE AL DISADATTAMENTO

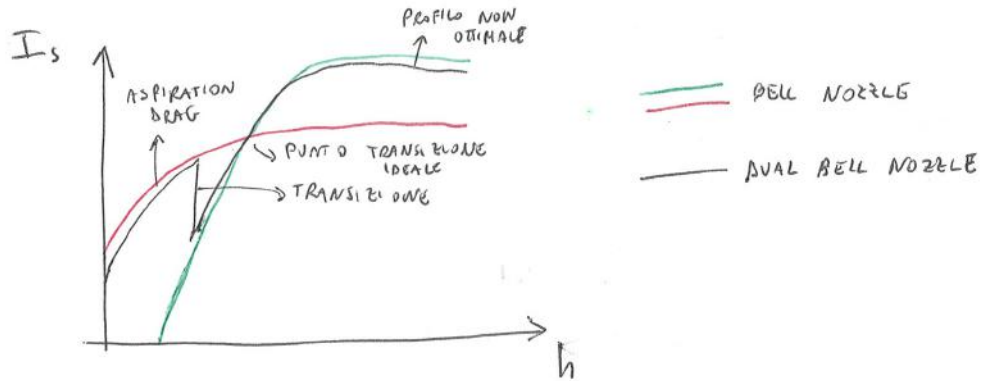
Si è visto come a $E \uparrow$ si ha un comportamento di volo ma un buon comportamento in quota mentre a $E \downarrow$ si hanno prestazioni peggiori ma buon comportamento in crociera.

Si sono sperimentate diverse soluzioni di adattamento del gas al variare delle quote. ~~esse~~ Se ne studiano 2 ovvero:

- UGELLO AEROSPIKE
- UGELLO A DOPPIA CAMPANA

Vi sono però dei problemi:

- ASPIRATION DRAG - a quote basse, la separazione ^{fa} esalta C_f
- La transizione alla seconda coppia avviene prima del previsto
- Profilo non ottimale



SCAMBI TERMICI

È importante monitorare la trasmissione di calore all'interno degli reattori. Esse possono avvenire per:

- CONVEZIONE
- CONDIZIONE
- IRRADGIAMENTO

Possono avvenire simultaneamente

Inoltre la propagazione di calore può avvenire attraverso:

- LIQUIDO
- GAS
- PARETE (SOLIDO)

CONDUZIONE

È governata dalle leggi di Fourier in generale:

$$\vec{q} = -k \nabla T$$

$\nabla T =$ GRADIENTE TEMPERATURA

con $k =$ CONDUCEBILITÀ TERMICA (difficile da determinare)

Per fenomeni transitori, considerano $k = \text{cost}$ e $c = \text{cost}$ (CAPACITÀ TERMICA)

Si usa il bilancio di energia

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T + q$$

con $\alpha = \frac{k}{\rho c}$ DIFFUSIVITÀ TERMICA

Si può ottenere anche $K = \alpha \rho = \frac{k}{c}$ CONDUCEBILITÀ TERMOMETRICA

con $q =$ che tiene conto della generazione di calore

con $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} =$ LAPLACIANO