UNIVERSITY OF NAPLES ***FEDERICO II*** *1224 A.D.*

# Propulsione Aerospaziale

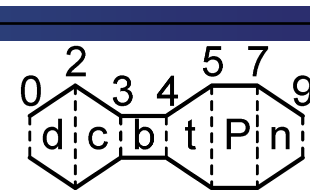

**T. Astarita**

astarita@unina.it

www.docenti.unina.it

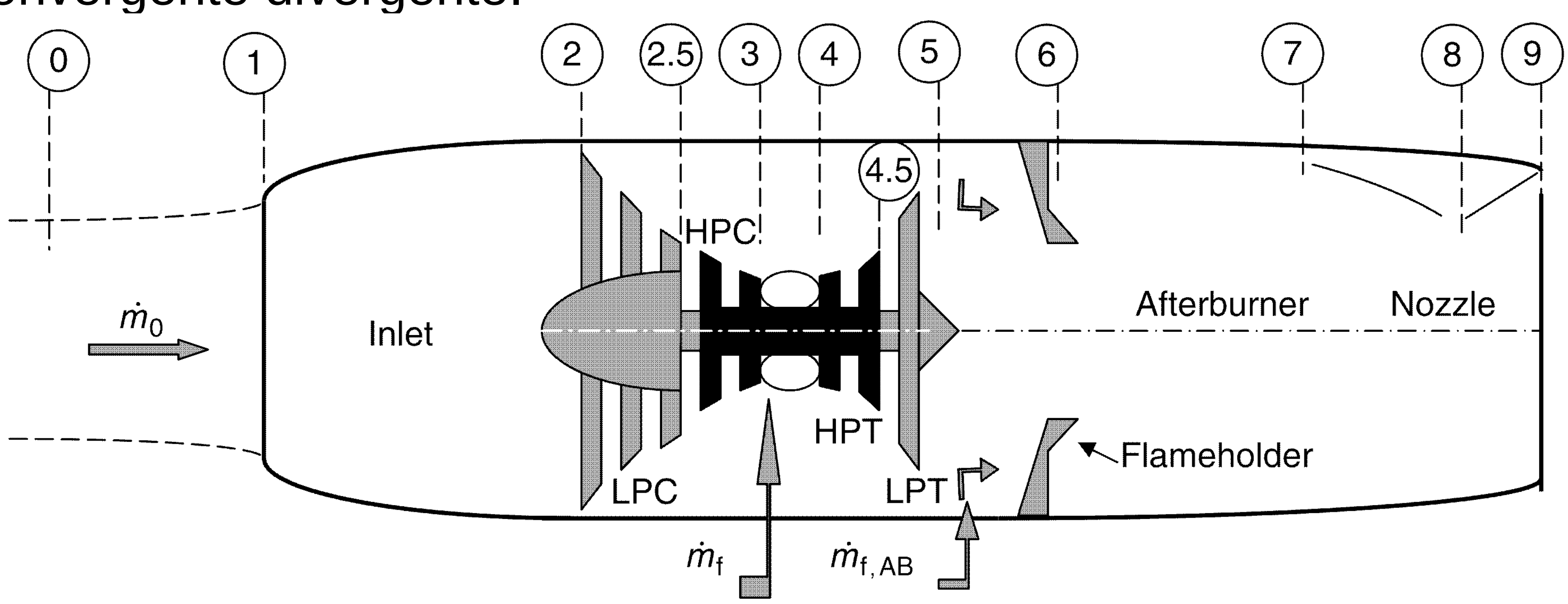

Versione del 16.4.2020

## Post Bruciatore

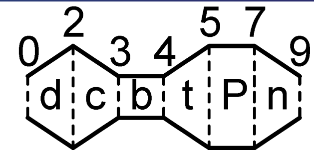



Spesso, in particolare per applicazioni militari, si usa un **postbruciatore** (AfterBurner AB) per **aumentare la spinta** dei motori a turbina. Questa soluzione ha il potenziale di raddoppiare la spinta senza notevoli modifiche del motore. Il prezzo da pagare è un **aumento** significativo **consumo** di carburante.

La geometria dell'ugello in questo caso è normalmente di tipo convergente divergente.



# Post Bruciatore




La successiva combustione provoca un aumento della temperatura di ristagno **riducendo la portata critica** rispetto al funzionamento senza post bruciatore:

$$\dot{m} = \frac{p_t A^* \Psi^*}{a_t}$$

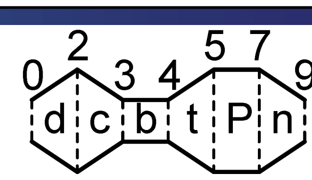
è necessario quindi utilizzare un ugello a **geometria variabile**. Nella realtà oltre all'aumento di temperatura di ristagno sarà presente anche un leggero aumento della portata ed una diminuzione della pressione di ristagno oltre ad una variazione del gas.

In prima approssimazione si ha:

$$\frac{A_{8AB}}{A_8} \approx \sqrt{\frac{T_{t8AB}}{T_{t8}}}$$

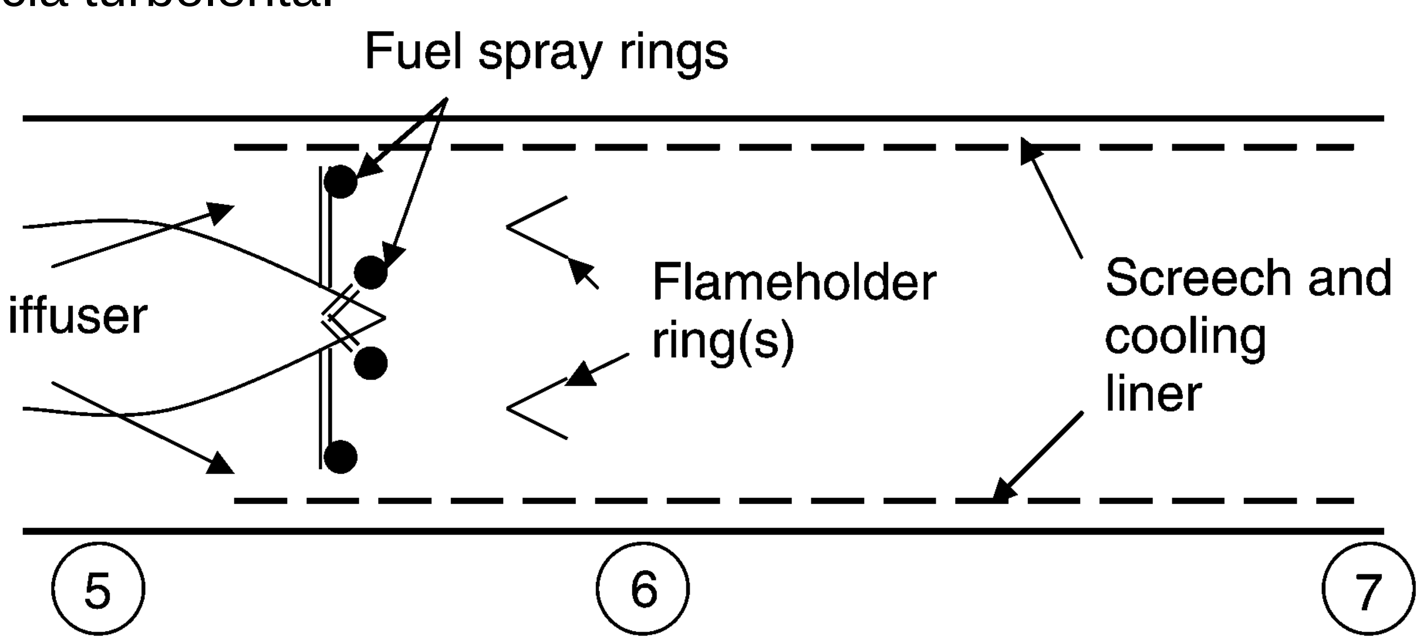


# Post Bruciatore




Un post bruciatore è composto da un diffusore, un sistema di vaporizzazione ed uno stabilizzatore di fiamma.

- Il **diffusore** serve per rallentare la corrente ed aumentare l'efficienza della combustione;
- Il **sistema di vaporizzazione** è normalmente montato su una serie di anelli con vari ugelli che generano lo **spray**;
- Gli **stabilizzatori** hanno una forma a V e creano una zona di ricircolo nella loro scia turbolenta.



# Post Bruciatore

Inoltre è normalmente usato **un cilindro perforato** per ridurre il rumore generato dalle instabilità della combustione e come condotto per il raffreddamento.

Nella schematizzazione del post bruciatore si suppone che gli **scambi termici** siano **trascurabili**. I parametri che influenzano il funzionamento di un post bruciatore sono:

- Il potere calorifico del combustibile $Q_{R.AB}\left[\frac{kJ}{kg}\right]$;
- La portata di combustibile o la temperatura d'uscita ($\dot{m}_{f.AB}$ o $f_{AB}$ o $T_{t7}$ o $\tau_{\lambda.AB}=\frac{h_{t7}}{h_0}$);
- Il rendimento della combustione $\eta_{AB}$;
- Il rapporto delle pressioni di ristagno $\pi_{AB}=\frac{p_{t7}}{p_{t5}}$.



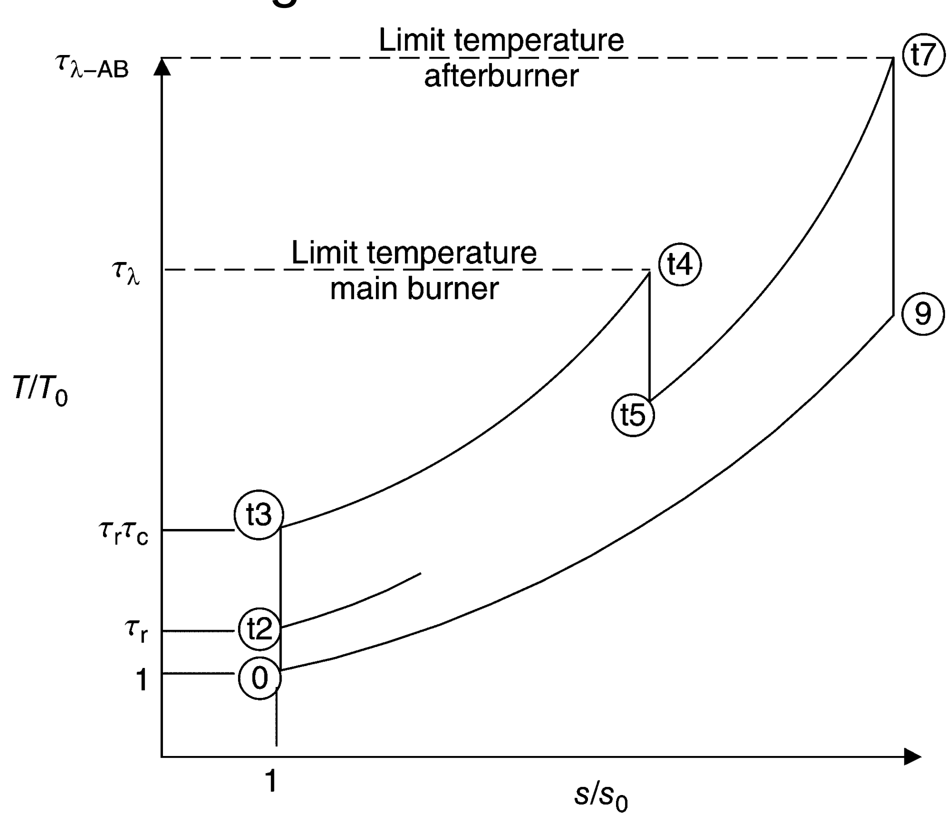
# Post Bruciatore

Il **ciclo termodinamico ideale** modificato è mostrato in figura in termini adimensionali (in realtà sarebbe meglio avere l'entalpia sulle ordinate).

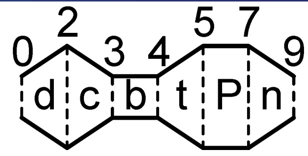
Nell'analisi si suppone che il postbruciatore non influenzi i componenti a monte.

Evidentemente la caduta di pressione di ristagno sarà diversa se il PB è acceso o spento:

$$\pi_{AB.OFF} > \pi_{AB.ON}$$



# Post Bruciatore




Da un **bilancio** di **energia** si ha:

$$\left(\dot{m}_0+\dot{m}_f+\dot{m}_{f.AB}\right)h_{t7}-\left(\dot{m}_0+\dot{m}_f\right)h_{t5}=\dot{m}_{f.AB}Q_{R.AB}\eta_{AB}$$

dividendo per la portata d'aria e risolvendo si ha:

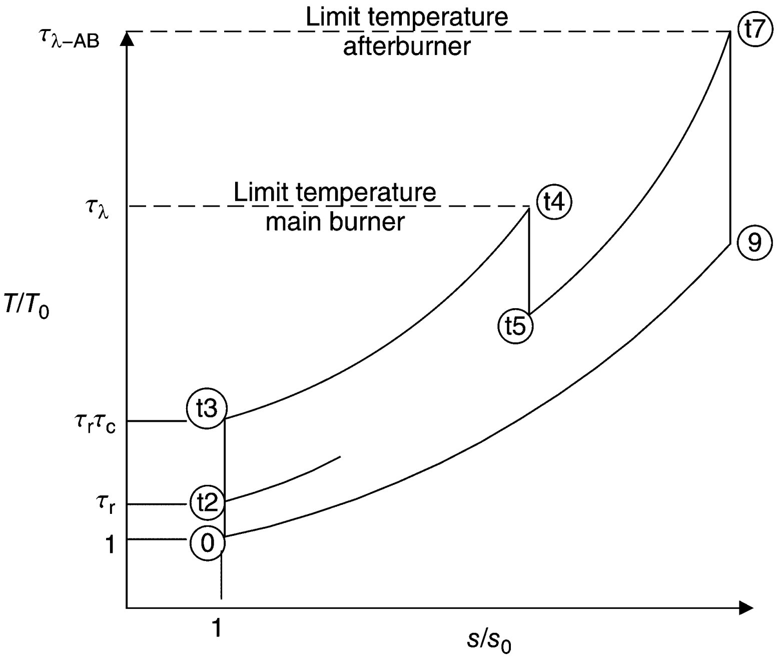
$$(1+f+f_{AB})h_{t7}-(1+f)h_{t5}=f_{AB}Q_{R.AB}\eta_{AB}$$

$$f_{AB}=\frac{(1+f)(h_{t7}-h_{t5})}{Q_{R.AB}\eta_{AB}-h_{t7}}=\frac{(1+f)(\tau_{\lambda AB}-\tau_\lambda\tau_t)}{\dfrac{Q_{R.AB}\eta_{AB}}{c_pT_0}-\tau_{\lambda.AB}}\qquad \tau_{\lambda.AB}=\frac{h_{t7}}{h_0}$$

In questa equazione si devono considerare note tutte le grandezze a destra del segno uguale.

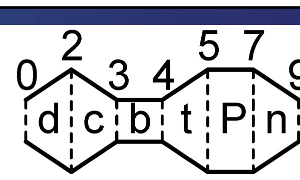
La pressione si può ricavare dal rapporto delle **pressioni di ristagno**:

$$p_{t7}=\pi_{AB}p_{t5}$$






# Post Bruciatore




L'equazione della spinta $\frac{F_u}{\dot{m}_0a_0}=(1+f)\frac{V_9}{a_0}\left(1+\frac{1-\frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9M_9^2}\right)-M_0$ diventa:

$$\frac{F_u}{\dot{m}_0a_0}=(1+f+f_{AB})\frac{V_9}{a_0}\left(1+\frac{1-\dfrac{p_0}{p_9}}{\gamma_9M_9^2}\right)-M_0$$

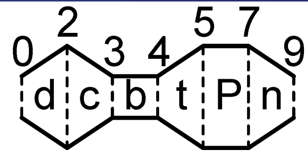
dove:

$$f=\frac{\tau_\lambda-\tau_c\tau_r}{\dfrac{Q_R\eta_b}{c_pT_0}-\tau_\lambda}\qquad f_{AB}=\frac{(1+f)(\tau_{\lambda.AB}-\tau_\lambda\tau_t)}{\dfrac{Q_{R.AB}\eta_{AB}}{c_pT_0}-\tau_{\lambda.AB}}$$

$$\frac{V_9}{a_0}=\frac{M_9a_9}{a_0}=M_9\sqrt{\frac{\gamma_9R_9T_9}{\gamma RT_0}}\qquad M_9^2=\frac{2}{\gamma_9-1}\left[\left(\frac{p_{t9}}{p_9}\right)^{k_9}-1\right]$$

$$\frac{T_9}{T_0}=\frac{T_9}{T_{t9}}\frac{T_{t9}}{T_0}=\frac{\tau_{\lambda.AB}c_p/\,c_{pAb}}{\left(\dfrac{p_{t9}}{p_9}\right)^{k_9}}\qquad \frac{p_{t9}}{p_9}=\pi_n\pi_{AB}\pi_t\pi_b\pi_c\pi_d\pi_r\frac{p_0}{p_9}$$

# Post Bruciatore




Infine i rendimenti:

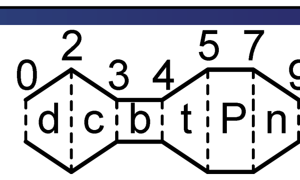
$$TSFC = \frac{f + f_{AB}}{F_u/\dot{m}_0}$$

$$\eta_{th} = \frac{\Delta K\dot{E}}{\mathcal{P}_t} = \frac{(1 + f + f_{AB})V_9^2 - V_0^2}{2(f + f_{AB})Q_R} = \frac{a_0^2[(1 + f + f_{AB})(V_9/a_0)^2 - M_0^2]}{2(f + f_{AB})Q_R}$$

$$\eta_p = \frac{F_i V_0}{\Delta K\dot{E}} \approx \frac{2F_u V_0/\dot{m}_0}{a_0^2[(1 + f + f_{AB})(V_9/a_0)^2 - M_0^2]}$$



# Post Bruciatore




Nel caso ideale:

$$\eta_{AB} = 1 \qquad \tau_t = \pi_t^{k_t} \qquad \tau_c = \pi_c^{k} \qquad \pi_{AB} = 1$$

$$\dot{m}_0 \approx \dot{m}_9 \quad \rightarrow \quad 1 + f + f_{AB} \rightarrow 1 \qquad p_9 = p_0$$

Trascurando $f\tau_\lambda$ e $f\tau_{\lambda.AB}$ e supponendo che $Q_{R.AB} = Q_R$ si ha:

$$f = \frac{\tau_\lambda - \tau_c\tau_r}{\frac{Q_R\eta_b}{c_pT_0} - \tau_\lambda} = \frac{\tau_\lambda - \tau_c\tau_r}{\frac{Q_R}{c_pT_0}} \qquad f_{AB} = \frac{(1+f)(\tau_{\lambda AB} - \tau_\lambda\tau_t)}{\frac{Q_{R.AB}\eta_{AB}}{c_pT_0} - \tau_{\lambda.AB}} = \frac{\tau_{\lambda AB} - \tau_\lambda\tau_t}{\frac{Q_R}{c_pT_0}}$$

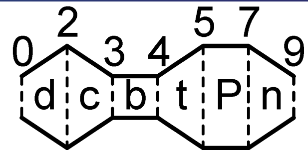
Ricordando che $\tau_t = 1 - \frac{(\tau_c - 1)\tau_r}{\tau_\lambda}$ si trova:

$$f + f_{AB} = \frac{\tau_\lambda - \tau_c\tau_r + \tau_{\lambda AB} - \tau_\lambda\tau_t}{Q_R/c_pT_0} = \frac{\cancel{\tau_\lambda} - \cancel{\tau_c}\tau_r + \tau_{\lambda AB} - \cancel{\tau_\lambda} + (\cancel{\tau_c} - 1)\tau_r}{Q_R/c_pT_0}$$

$$f + f_{AB} = \frac{\tau_{\lambda AB} - \tau_r}{Q_R/c_pT_0}$$

Che è **funzione** del **numero di Mach** e **non** del **rapporto di compressione.**

# Post Bruciatore




Per la spinta si ha:

$$\frac{F_u}{\dot{m}_0 a_0} = (1+\cancel{f}+\cancel{f_{AB}})\frac{V_9}{a_0}\left(1+\cancel{\frac{1-\frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2}}\right) - M_0 = \frac{V_9}{a_0} - M_0$$

$$\frac{V_9}{a_0} = \frac{M_9 a_9}{a_0} = M_9\sqrt{\frac{T_9}{T_0}} \qquad \frac{p_{t9}}{p_9} = \cancelto{=1}{\pi_n}\cancelto{=1}{\pi_{AB}}\pi_t \cancelto{=1}{\pi_b}\pi_c \cancelto{=1}{\pi_d}\pi_r \cancelto{=1}{\frac{p_0}{p_9}} = \tau_t^{\frac{1}{k}}\tau_c^{\frac{1}{k}}\tau_r^{\frac{1}{k}}$$

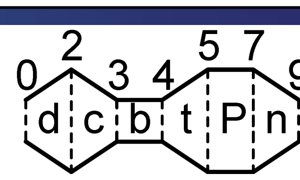
$$M_9^2 = \frac{2}{\gamma-1}\left[\left(\frac{p_{t9}}{p_9}\right)^k - 1\right] = \frac{2}{\gamma-1}(\tau_t\tau_c\tau_r - 1) \qquad \tau_b = \frac{\tau_\lambda}{\tau_c\tau_r}$$

$$\frac{T_9}{T_0} = \frac{T_9}{T_{t9}}\frac{T_{t9}}{T_0} = \frac{\tau_{\lambda.AB}}{\left(\frac{p_{t9}}{p_9}\right)^k} = \frac{\tau_{\lambda.AB}}{\tau_t\tau_c\tau_r} = \frac{\tau_{AB}\tau_t\tau_\lambda}{\tau_t\tau_c\tau_r} = \tau_{AB}\tau_b$$

$$\frac{F_u}{\dot{m}_0 a_0} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}\tau_{AB}\tau_b(\tau_t\tau_c\tau_r - 1)} - M_0 \qquad \frac{\tau_{\lambda.AB}}{\tau_t\tau_c\tau_r} = \tau_{AB}\tau_b$$



# Post Bruciatore




$$\frac{F_u}{\dot{m}_0 a_0} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}\tau_{AB}\tau_b(\tau_t\tau_c\tau_r - 1)} - M_0 \qquad \frac{\tau_{\lambda.AB}}{\tau_t\tau_c\tau_r} = \tau_{AB}\tau_b$$

che confrontata con quella relativa al caso senza post bruciatore :

$$\frac{F_u}{\dot{m}_0 a_0} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}\tau_b(\tau_t\tau_c\tau_r - 1)} - M_0$$

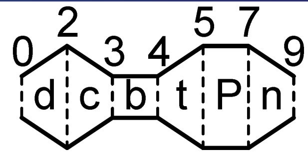
mostra esplicitamente l'influenza del post bruciatore.

Anche in questo caso si può trovare un **rapporto di compressione** ottimo, che massimizza la spinta, in funzione dei rapporti di temperature massime. Riscrivendo la spinta come:

$$\frac{F_u}{\dot{m}_0 a_0} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}\tau_{\lambda.AB}\left(1-\frac{1}{\tau_t\tau_c\tau_r}\right)} - M_0$$

si nota che il termine $\tau_t\tau_c\tau_r$ deve essere massimizzato

# Post Bruciatore




ricordando che: $\tau_t = 1 - \frac{(\tau_c - 1)\tau_r}{\tau_\lambda}$

$$\tau_t \tau_c \tau_r = \tau_c \tau_r \left(1 - \frac{(\tau_c - 1)\tau_r}{\tau_\lambda}\right)$$

per ottenere il rapporto $\tau_c$ che da il massimo si differenzia ed uguaglia a zero:

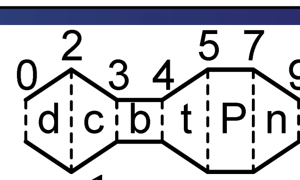
$$\frac{d}{d\tau_c}\tau_c \tau_r \left(1 - \frac{(\tau_c - 1)\tau_r}{\tau_\lambda}\right) = \tau_r - (\tau_c - 1)\frac{\tau_r^2}{\tau_\lambda} - \tau_c \frac{\tau_r^2}{\tau_\lambda} = \tau_r - \frac{2\tau_c \tau_r^2}{\tau_\lambda} + \frac{\tau_r^2}{\tau_\lambda}$$

$$\tau_\lambda - 2\tau_{c_{max}}\tau_r + \tau_r = 0$$

$$\tau_{c_{max}} = \frac{\tau_\lambda + \tau_r}{2\tau_r} \rightarrow \pi_{c_{max}} = \left(\frac{\tau_\lambda + \tau_r}{2\tau_r}\right)^{\frac{1}{k}}$$



# Post Bruciatore



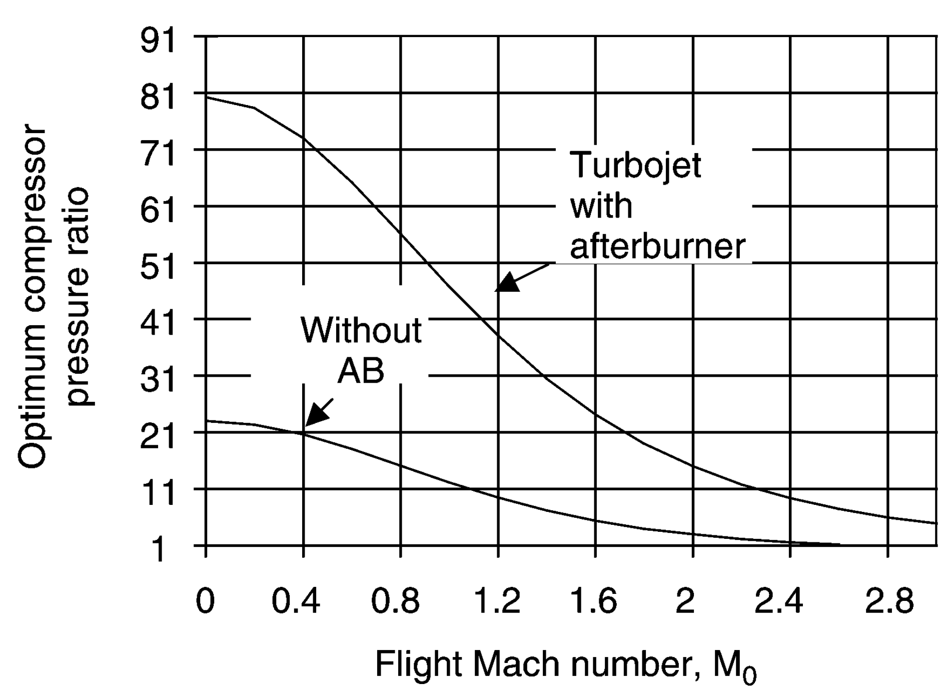

$$\tau_{c_{max}} = \frac{\tau_\lambda + \tau_r}{2\tau_r} \rightarrow \pi_{c_{max}} = \left(\frac{\tau_\lambda + \tau_r}{2\tau_r}\right)^{\frac{1}{k}} \qquad \pi_{c_{max}.TJET} = \left(\frac{\sqrt{\tau_\lambda}}{\tau_r}\right)^{\frac{1}{k}}$$

Come si vede il rapporto di compressione ottimo è **indipendente** dal **limite** di **temperatura** nel post bruciatore ($\tau_{\lambda.AB}$).

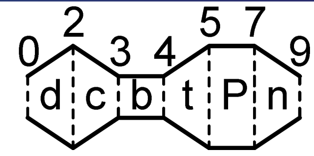
Dalla figura si nota:

- in regime subsonico $\pi_{c_{max}}$ è molto grande;
- $\pi_{c_{max}}$ senza PB è sempre minore di quello con PB;

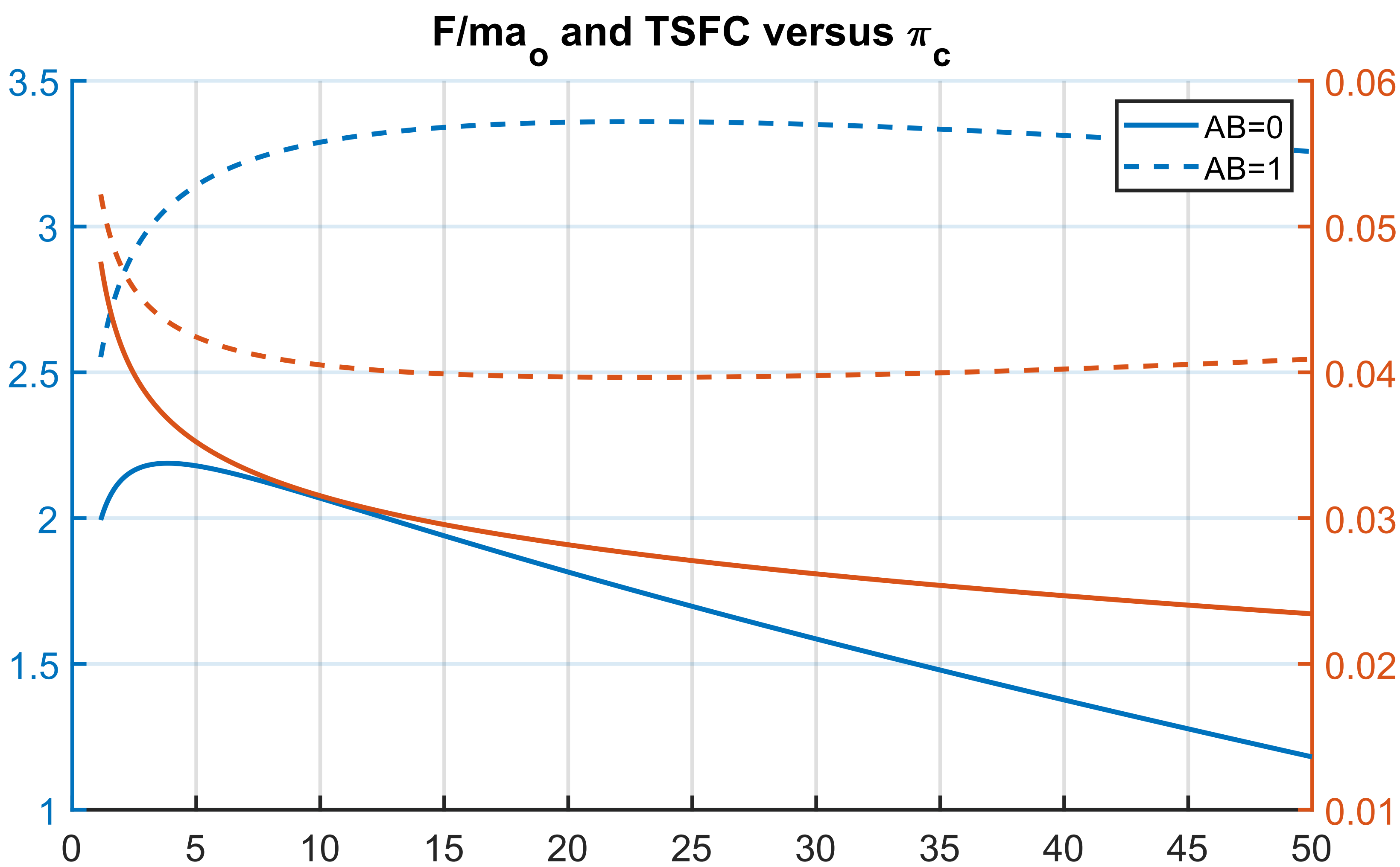
Il che permette di avere un **motore** che può **funzionare** in condizioni quasi **ottimali** sia in regime **subsonico** con PB spento che **supersonico** con PB acceso.



# Post Bruciatore

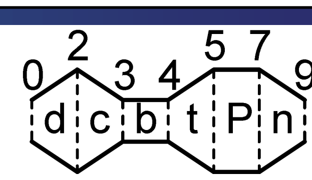



$$M_0 = 2, T_{t4} = 1750K, T_{t7} = 2250K, T_0 = 250K, Q_R = 42{,}800 kJ/kg$$



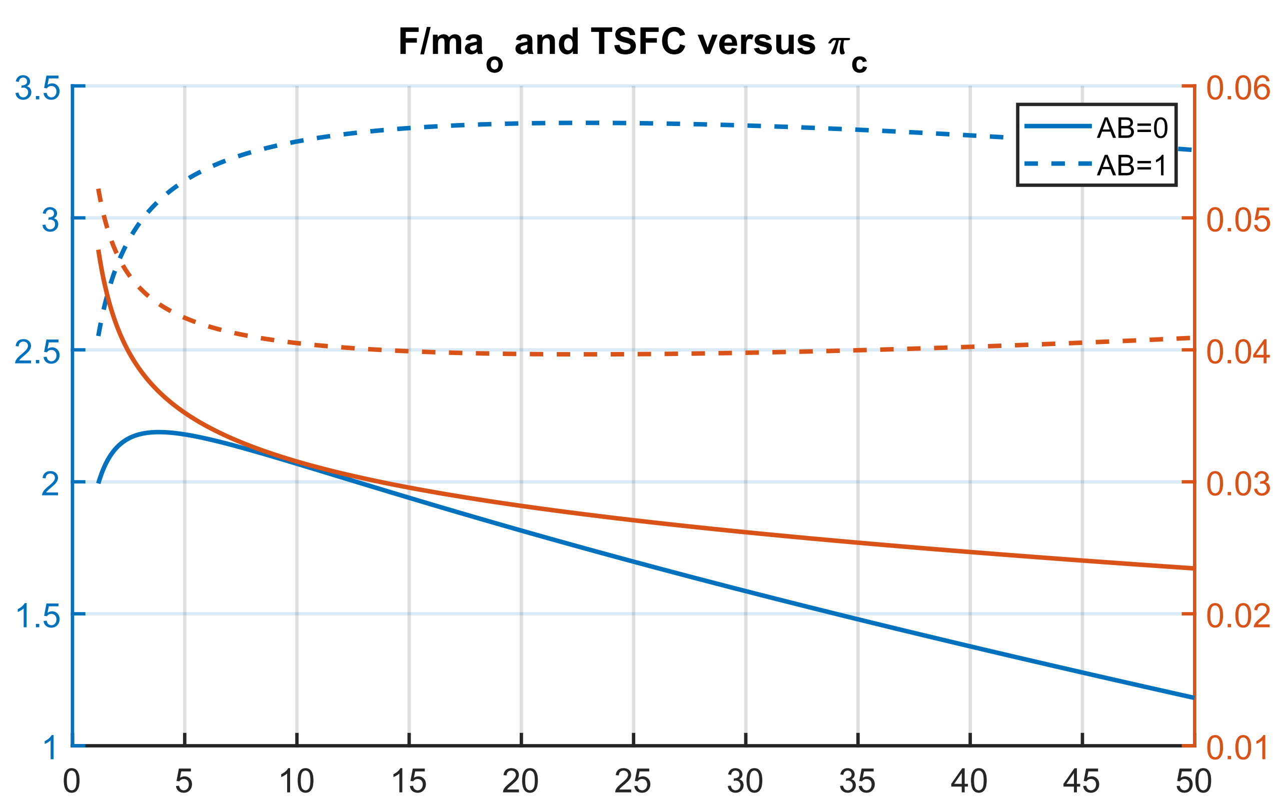



# Post Bruciatore

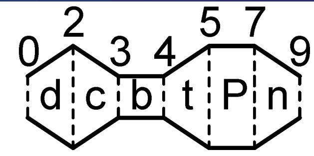



Accendendo il post bruciatore si nota

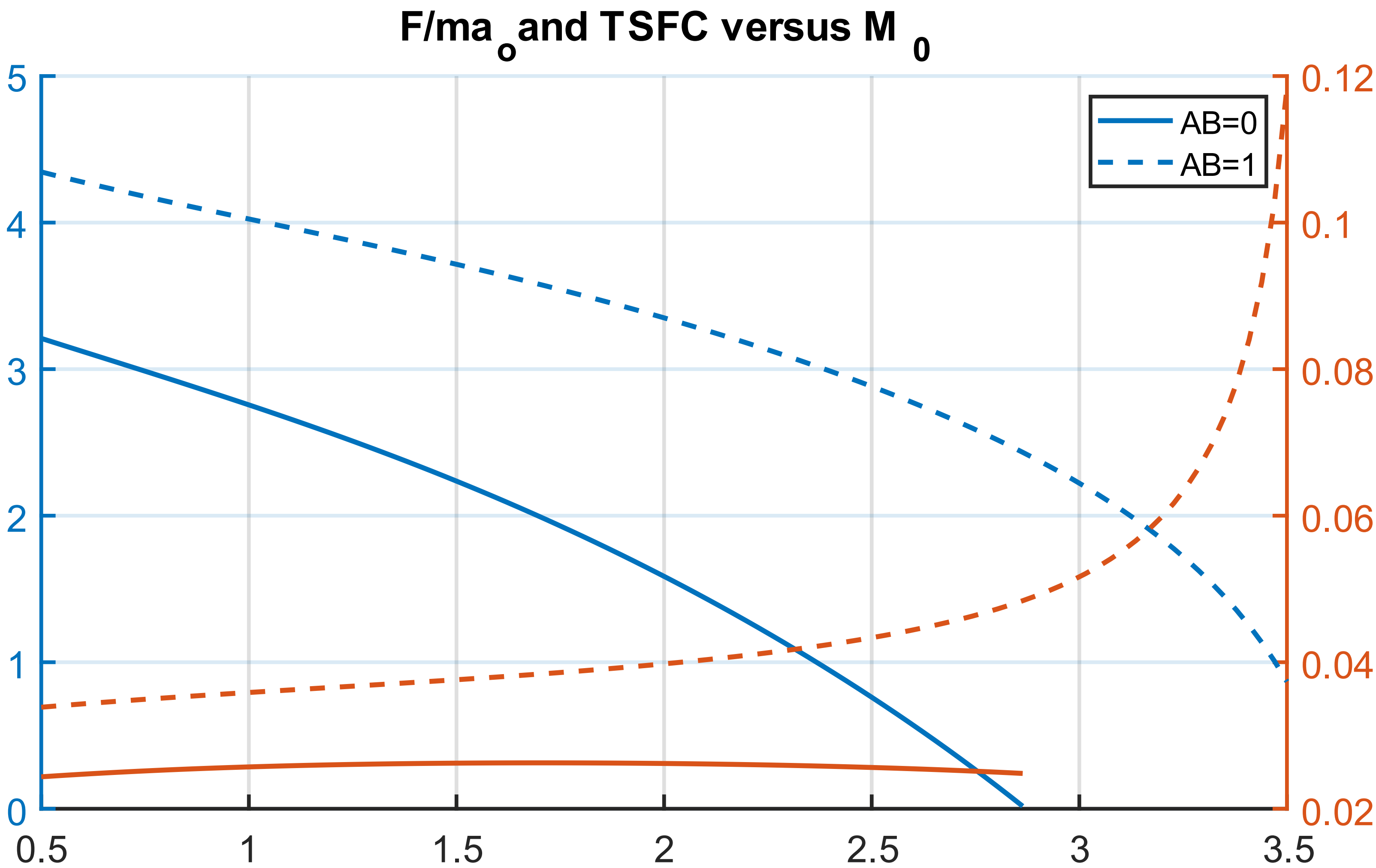
- Un aumento della spinta e del consumo specifico;
- Uno spostamento del rapporto di compressione ottimo verso destra.



# Post Bruciatore

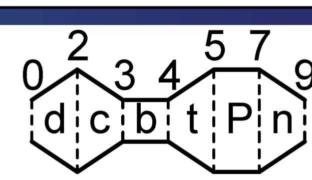



$$\pi_c = 30, T_{t4} = 1750K, T_{t7} = 2250K, T_0 = 250K, Q_R = 42{,}800kJ/kg$$



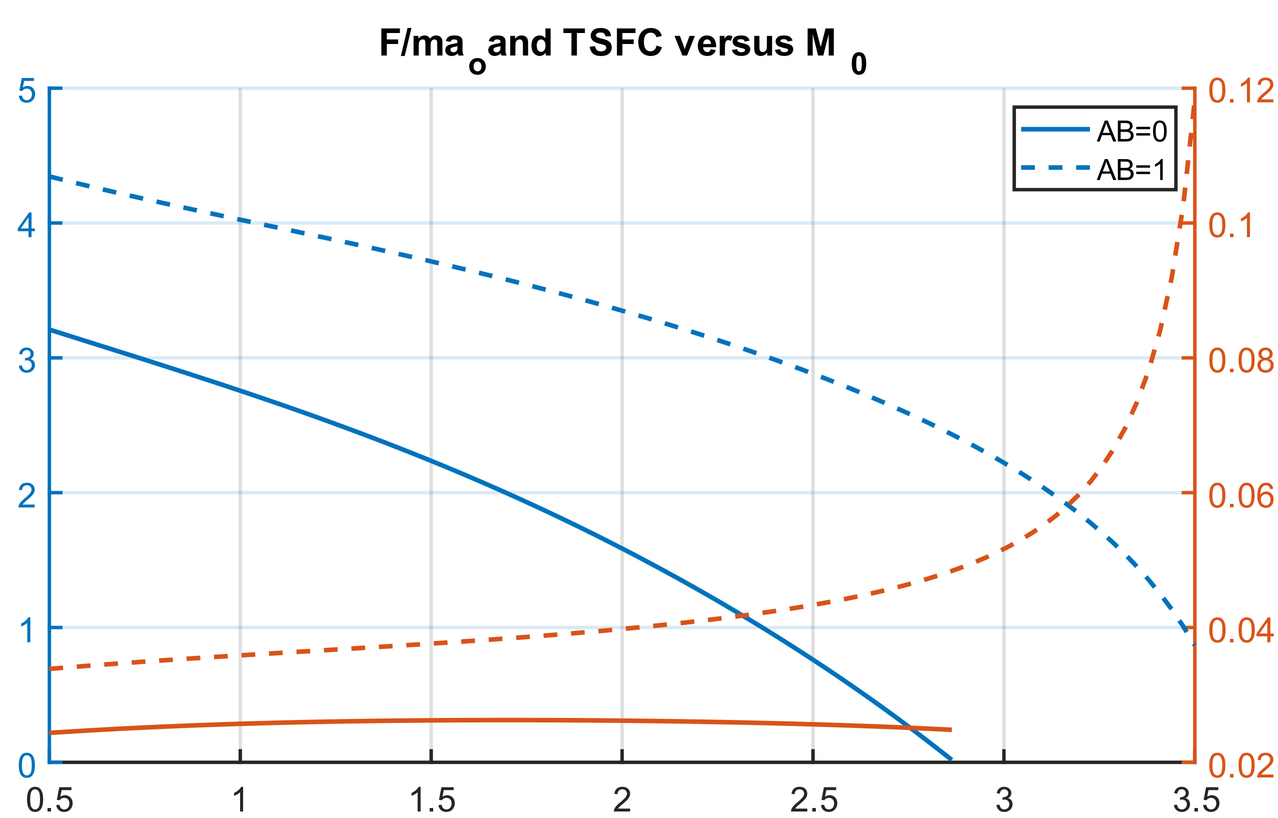


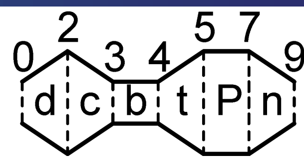

# Post Bruciatore




Aumentando il numero di Mach:

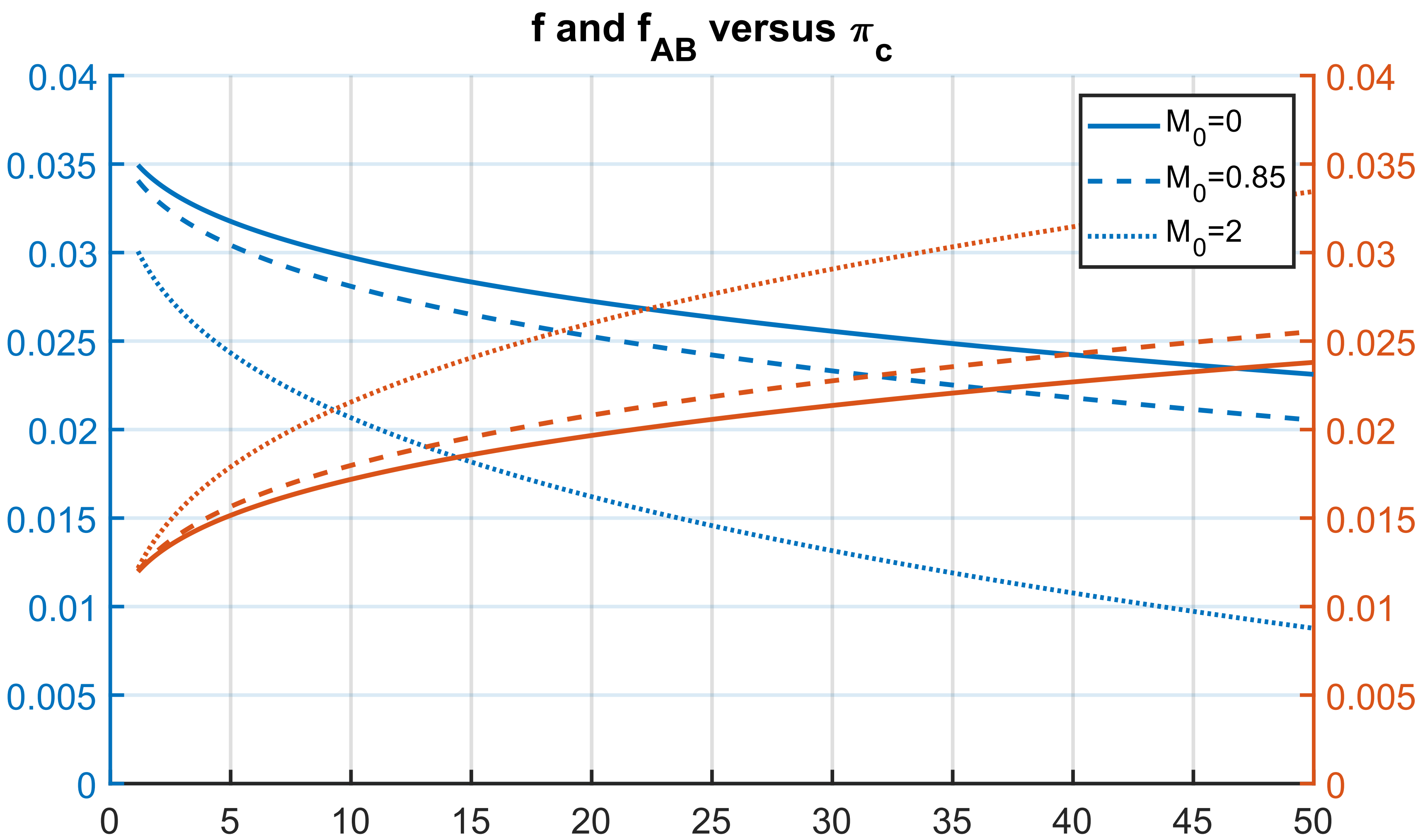
- La spinta tende a zero a valori maggiori del numero di Mach;
- Si estende il range di utilizzo del motore.



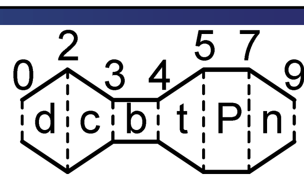



# Post Bruciatore

$$T_{t4} = 1750K, T_{t7} = 2250K, T_0 = 250K, Q_R = 42{,}800 kJ/kg$$



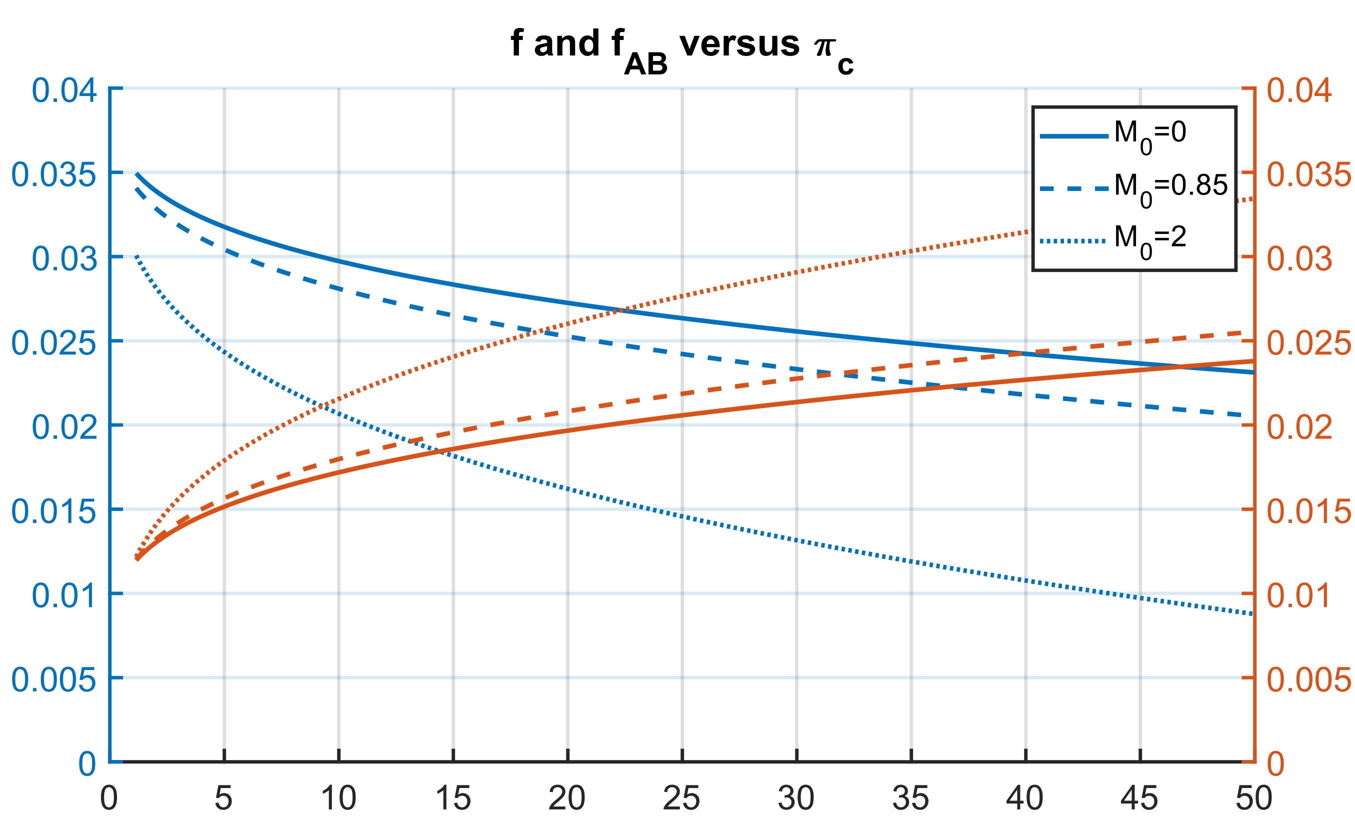


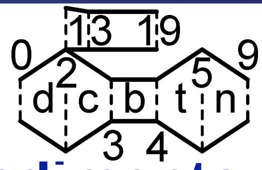

# Post Bruciatore

Aumentando il rapporto di compressione:

- *f* diminuisce mentre $f_{AB}$ aumenta mantenendo, come già detto, la somma costante;

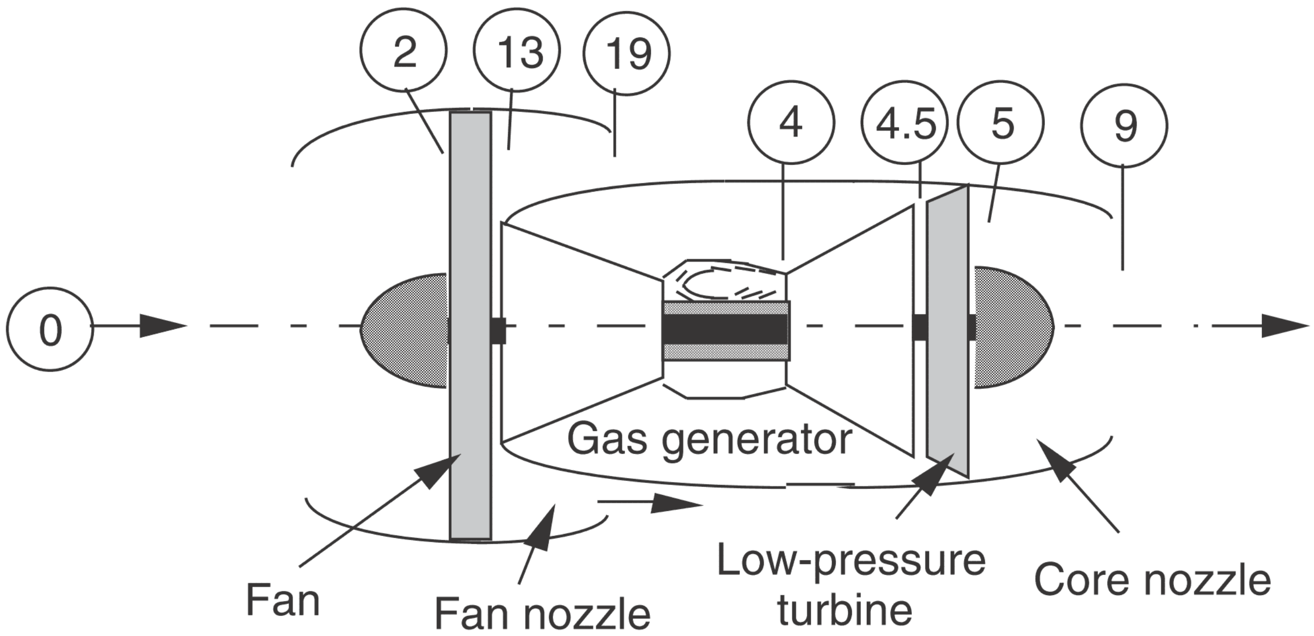


# Turbofan



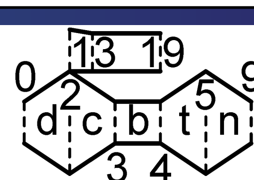

Il principio del **turbofan** e quello di **aumentare** il **rendimento** propulsivo utilizzando una maggiore portata d'aria ed una minore differenza di velocità.

L'aumento del rendimento propulsivo è in principio indipendente dal numero di Mach ma le **resistenze** associate alla maggiore **area frontale crescono** troppo ed i turbofan a grande bypass non sono normalmente utilizzati in **regime supersonico**.





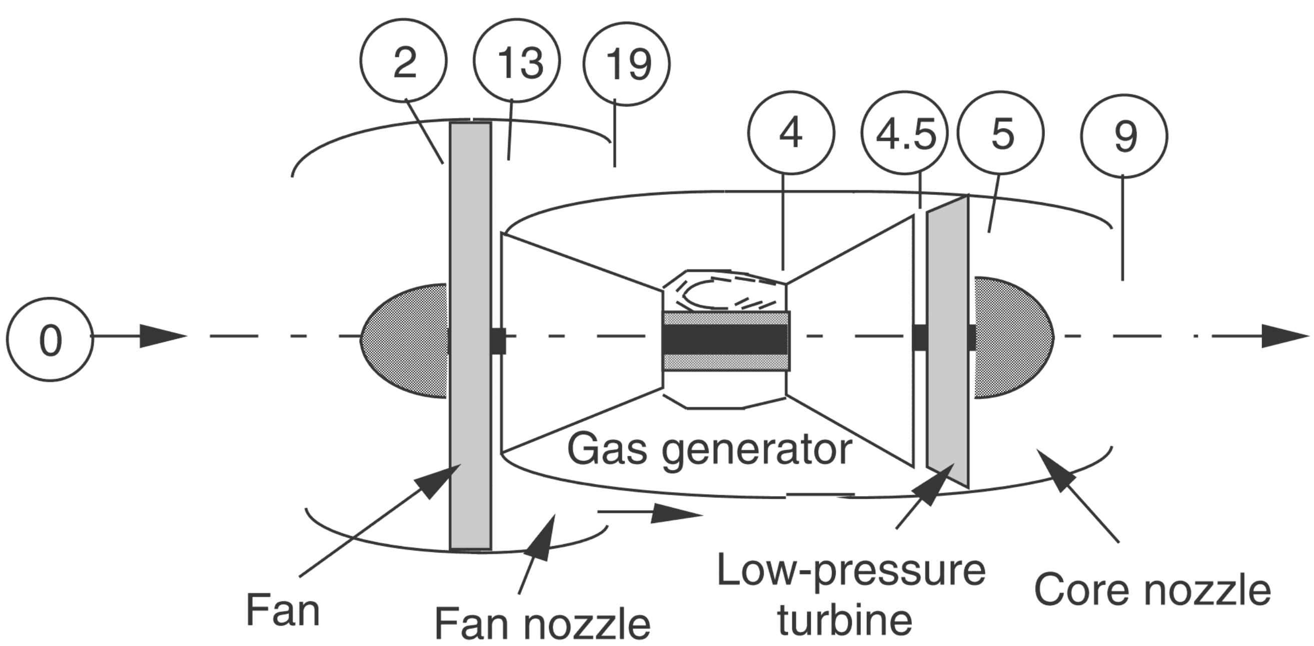

# Turbofan




Normalmente il fan è collegato ad una seconda turbina di bassa pressione con un **sistema a doppio albero** (double spool). Le velocità angolari dei due alberi sono diverse e le indicheremo con: $N_1$ ed $N_2$.

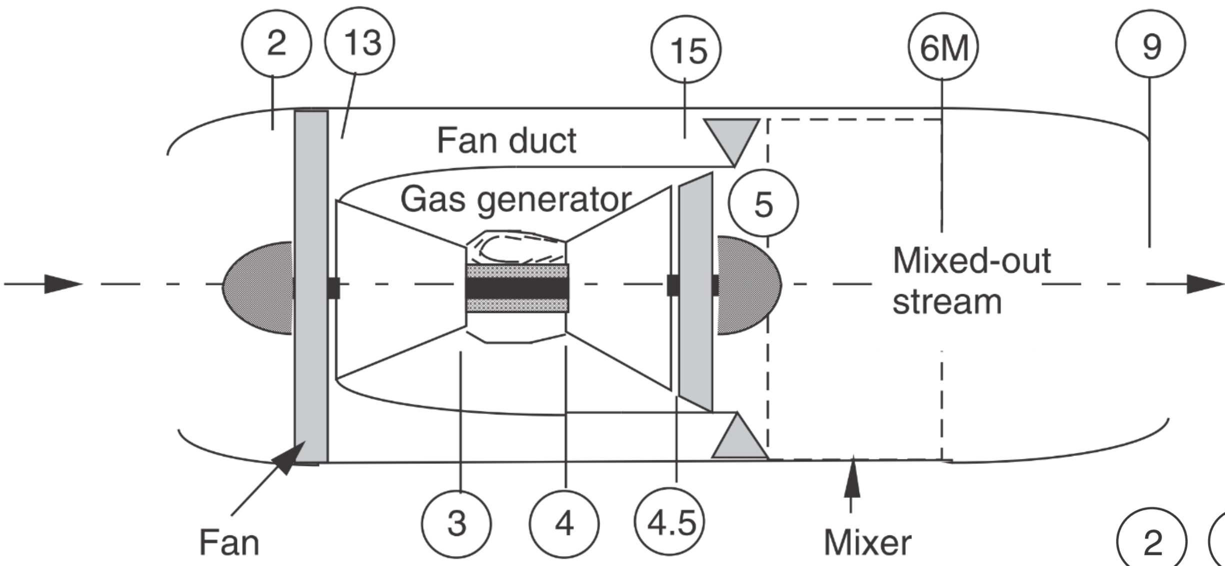
Due nuovi parametri caratterizzano il turbofan:

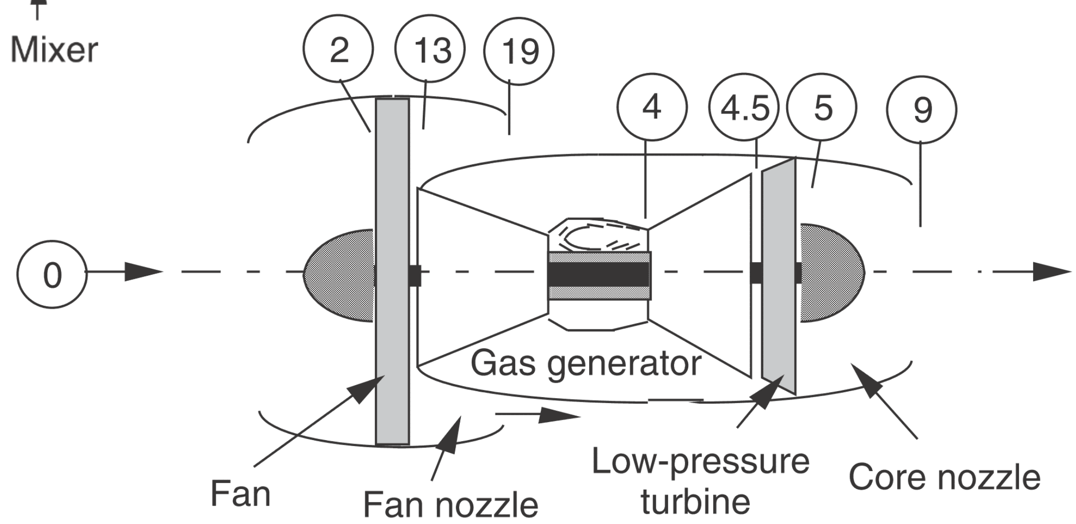
- il rapporto di bypass $\alpha = \frac{\dot{m}_{19}}{\dot{m}_3}$
- il rapporto di pressione nel fan $\pi_f = \frac{p_{t13}}{p_{t2}}$



# Turbofan

Il flusso secondario può essere **miscelato** a valle in un mixer oppure si può avere anche un motore a **flussi separati**.



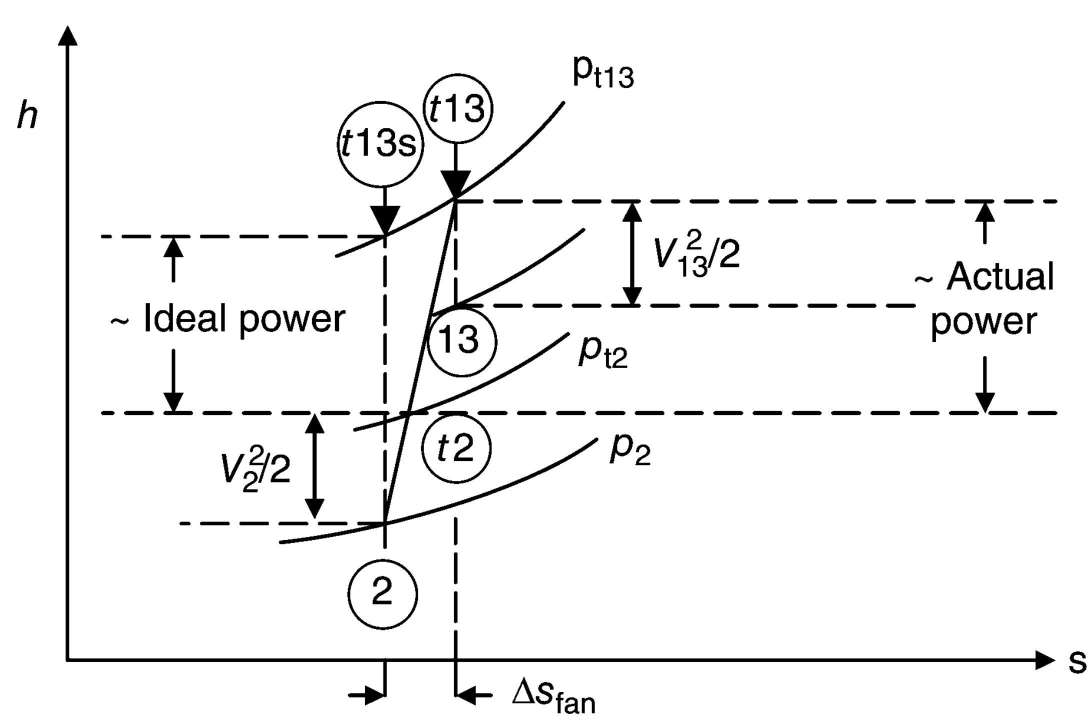



# Turbofan a flussi separati

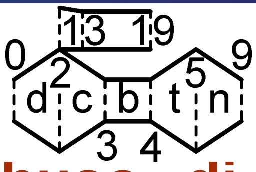
Il **fan** in prima approssimazione può essere **schematizzato** come un **compressore**:

$$\eta_f = \frac{h_{t13s} - h_{t2}}{h_{t13} - h_{t2}} = \frac{T_{t3s}/T_{t2} - 1}{T_{t3}/T_{t2} - 1} = \frac{\pi_f^k - 1}{\tau_f - 1} = \frac{\pi_f^k - 1}{\pi_f^{\frac{k}{e_f}} - 1}$$

$$\tau_f = \pi_f^{\frac{\gamma-1}{\gamma e_f}}$$



# Turbofan a flussi separati




Il **bilancio di energia** nella turbina diventa (con un **abuso di simbologia** mostrato in figura):

$$\eta_m \dot{m}_0 (1+f)(h_{t4}-h_{t5}) = \dot{m}_0 (h_{t3}-h_{t2}) + \alpha \dot{m}_0 (h_{t13}-h_{t2})$$

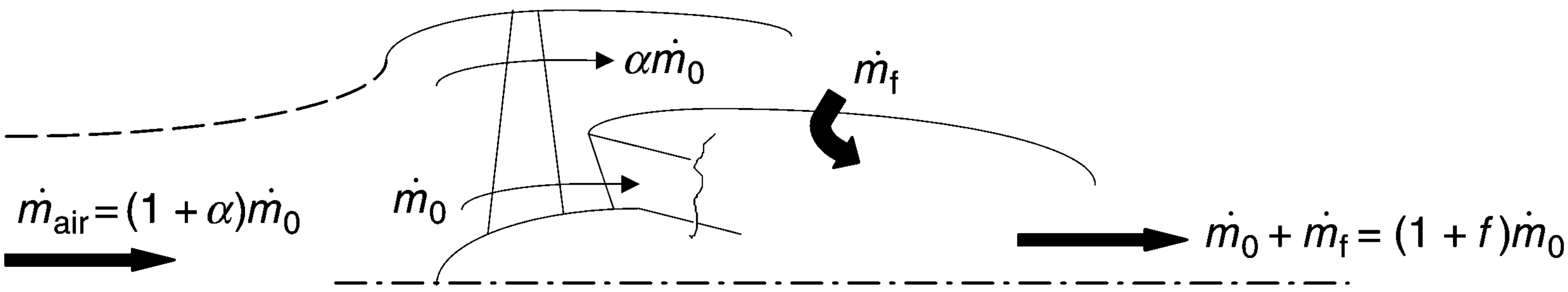
Ovvero in forma adimensionale:

$$\eta_m (1+f)(h_{t4}-h_{t5})/h_0 = (h_{t3}-h_{t2})/h_0 + \alpha (h_{t13}-h_{t2})/h_0$$

$$\eta_m (1+f)(1-\tau_t)\tau_\lambda = \tau_r\left[(\tau_c-1)+\alpha\left(\tau_f-1\right)\right]$$

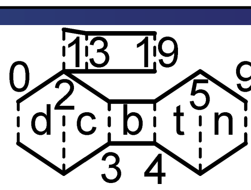
quindi:

$$\tau_t = 1 - \frac{\tau_r\left[(\tau_c-1)+\alpha\left(\tau_f-1\right)\right]}{\eta_m (1+f)\tau_\lambda}$$






# Turbofan a flussi separati




$$\tau_t = 1 - \frac{\tau_r\left[(\tau_c-1)+\alpha\left(\tau_f-1\right)\right]}{\eta_m (1+f)\tau_\lambda}$$

Evidentemente questa equazione non ha senso se $\tau_t$ diventasse **negativo**. Da un esame del ciclo Brayton è chiaro che in un turbogetto questa evenienza non è possibile, però in un turbofan si potrebbero scegliere valori di $\alpha$ o $\pi_f$ che comportano un funzionamento impossibile.

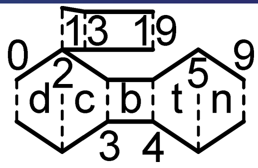
L'equazione della spinta diventa:

$$\frac{F_u}{\dot{m}_{air} a_0} = \frac{(1+f)}{1+\alpha}\frac{V_9}{a_0}\left(1+\frac{1-\frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2}\right) + \frac{\alpha}{1+\alpha}\frac{V_{19}}{a_0}\left(1+\frac{1-\frac{p_0}{p_{19}}}{\gamma M_{19}^2}\right) - M_0$$

con:

$$\dot{m}_{air} = (1+\alpha)\dot{m}_0$$

# Turbofan a flussi separati




Dove, in modo analogo al turbogetto si ha:

$$\frac{V_{19}}{a_0} = \frac{M_{19}a_{19}}{a_0} = M_{19}\sqrt{\frac{T_{19}}{T_0}} \qquad M_{19}^2 = \frac{2}{\gamma - 1}\left[\left(\frac{p_{t19}}{p_{19}}\right)^k - 1\right]$$

$$\frac{p_{t19}}{p_{19}} = \pi_{fn}\pi_f\pi_d\pi_r\frac{p_0}{p_{19}} \qquad \frac{T_{19}}{T_0} = \frac{T_{19}}{T_{t19}}\frac{T_{t19}}{T_0} = \frac{\tau_f\tau_r}{\left(\frac{p_{t19}}{p_{19}}\right)^k} \qquad \tau_f = \pi_f^{\frac{\gamma-1}{\gamma e_f}}$$

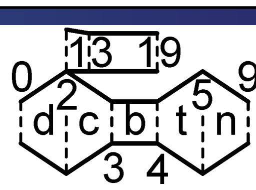
Chiaramente nel calcolo del ciclo principale si deve usare:

$$\tau_t = 1 - \frac{\tau_r\left[(\tau_c - 1) + \alpha\left(\tau_f - 1\right)\right]}{\eta_m(1+f)\tau_\lambda}$$

$$TSFC = \frac{\dot{m}_f}{F_u} = \frac{f}{(1+f)V_9\left(1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2}\right) + \alpha V_{19}\left(1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_{19}}}{\gamma M_{19}^2}\right) - (1+\alpha)V_0}$$



# Turbofan a flussi separati




Il rendimento termico diventa:

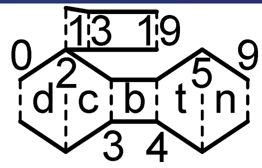
$$\eta_{th} = \frac{\Delta K\dot{E}}{\mathcal{P}_t} = \frac{(1+f)V_{9.e}^2 + \alpha V_{19.e}^2 - (1+\alpha)V_0^2}{2fQ_R}$$

$$\eta_{th} = \frac{(1+f)V_{9.e}^2 - V_0^2}{2fQ_R} + \alpha\frac{V_{19.e}^2 - V_0^2}{2fQ_R}$$

dove si sono esplicitamente utilizzate le velocità effettive:

$$V_{9.e} = V_9\left[1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2}\right] \qquad V_{19.e} = V_{19}\left[1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_{19}}}{\gamma M_{19}^2}\right]$$

## Turbofan a flussi separati




Il rendimento propulsivo:

$$\eta_p = \frac{F_i V_0}{\Delta K\dot{E}} \approx \frac{2F_u V_0/\dot{m}_0}{(1+f)V_{9.e}^2 + \alpha V_{19.e}^2 - (1+\alpha)V_0^2}$$

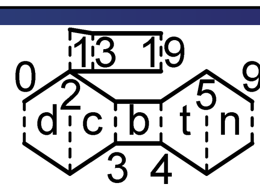
Ricordando che: $\frac{F_u}{\dot{m}_{air} a_0} = \frac{(1+f)}{1+\alpha}\frac{V_9}{a_0}\left(1 + \frac{1-\frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2}\right) + \frac{\alpha}{1+\alpha}\frac{V_{19}}{a_0}\left(1 + \frac{1-\frac{p_0}{p_{19}}}{\gamma M_{19}^2}\right) - M_0$

$$\eta_p = \frac{2V_0\left[(1+f)V_9\left(1 + \frac{1-\frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2}\right) + \alpha V_{19}\left(1 + \frac{1-\frac{p_0}{p_{19}}}{\gamma M_{19}^2}\right) - (1+\alpha)V_0\right]}{(1+f)V_9^2 + \alpha V_{19}^2 - (1+\alpha)V_0^2}$$

$$= \frac{2V_0\{[(1+f)V_{9.e}] + \alpha V_{19.e} - (1+\alpha)V_0\}}{(1+f)V_{9.e}^2 + \alpha V_{19.e}^2 - (1+\alpha)V_0^2}$$



## Turbofan a flussi separati




Nell'ipotesi di espansione corretta:

$$\eta_p \approx \frac{2V_0[(1+f)V_9 + \alpha V_{19} - (1+\alpha)V_0]}{(1+f)V_9^2 + \alpha V_{19}^2 - (1+\alpha)V_0^2}$$

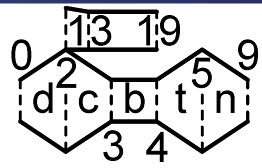
Trascurando *f*:

$$\eta_p \approx \frac{2V_0[V_9 + \alpha V_{19} - (1+\alpha)V_0]}{V_9^2 + \alpha V_{19}^2 - (1+\alpha)V_0^2}$$

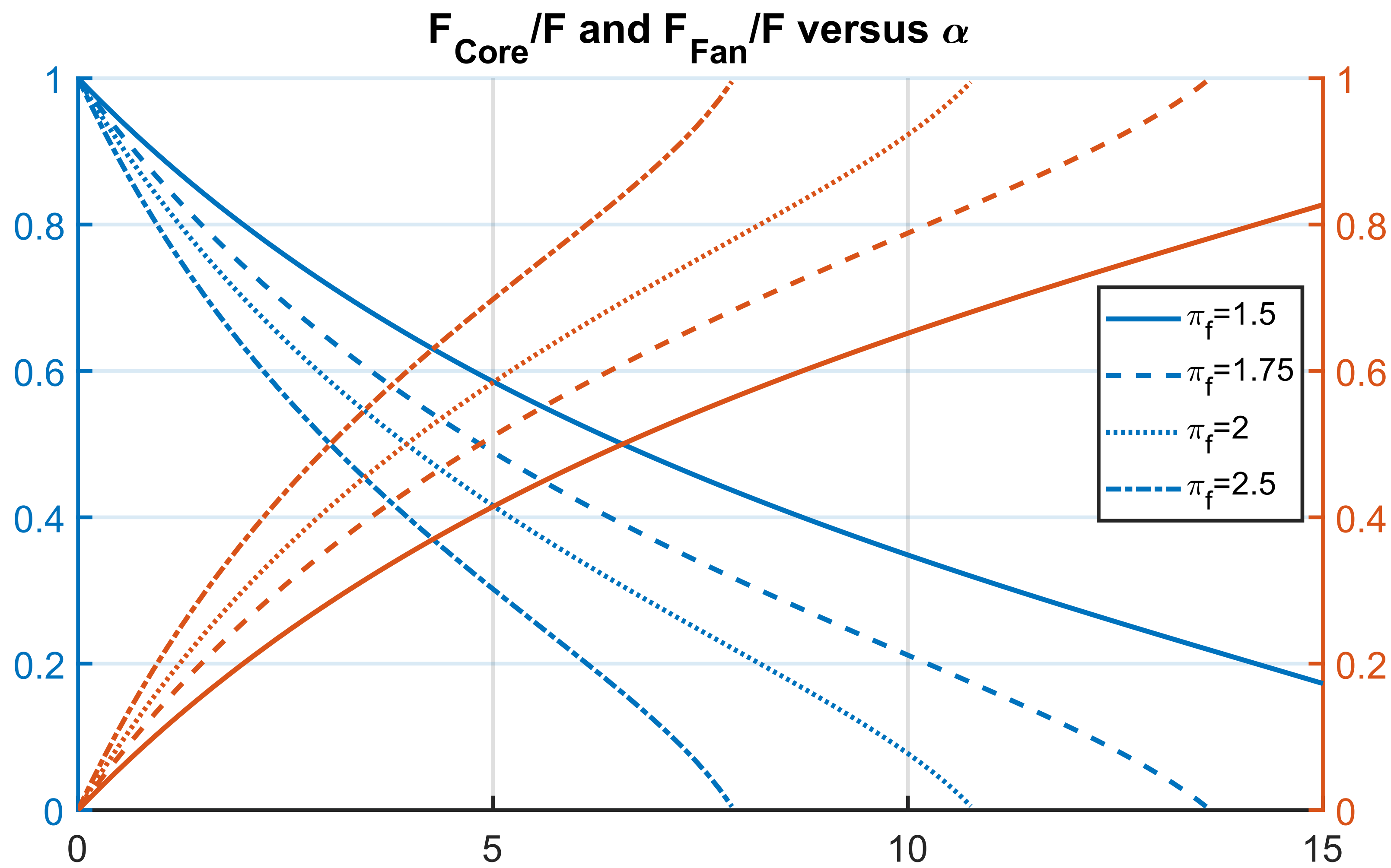
Nell'ipotesi che $V_{19} = V_9$ si ritrova il risultato ottenuto per il turbogetto:

$$\eta_p \approx \frac{2V_0[V_9 - V_0]}{V_9^2 - V_0^2} = \frac{2}{1 + \frac{V_9}{V_0}}$$

# Turbofan a flussi separati

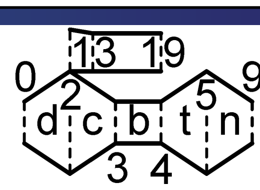



$M_0 = 0.85, T_0 = 250K, T_{t4} = 1750K, Q_R = 42{,}800 kJ/kg$

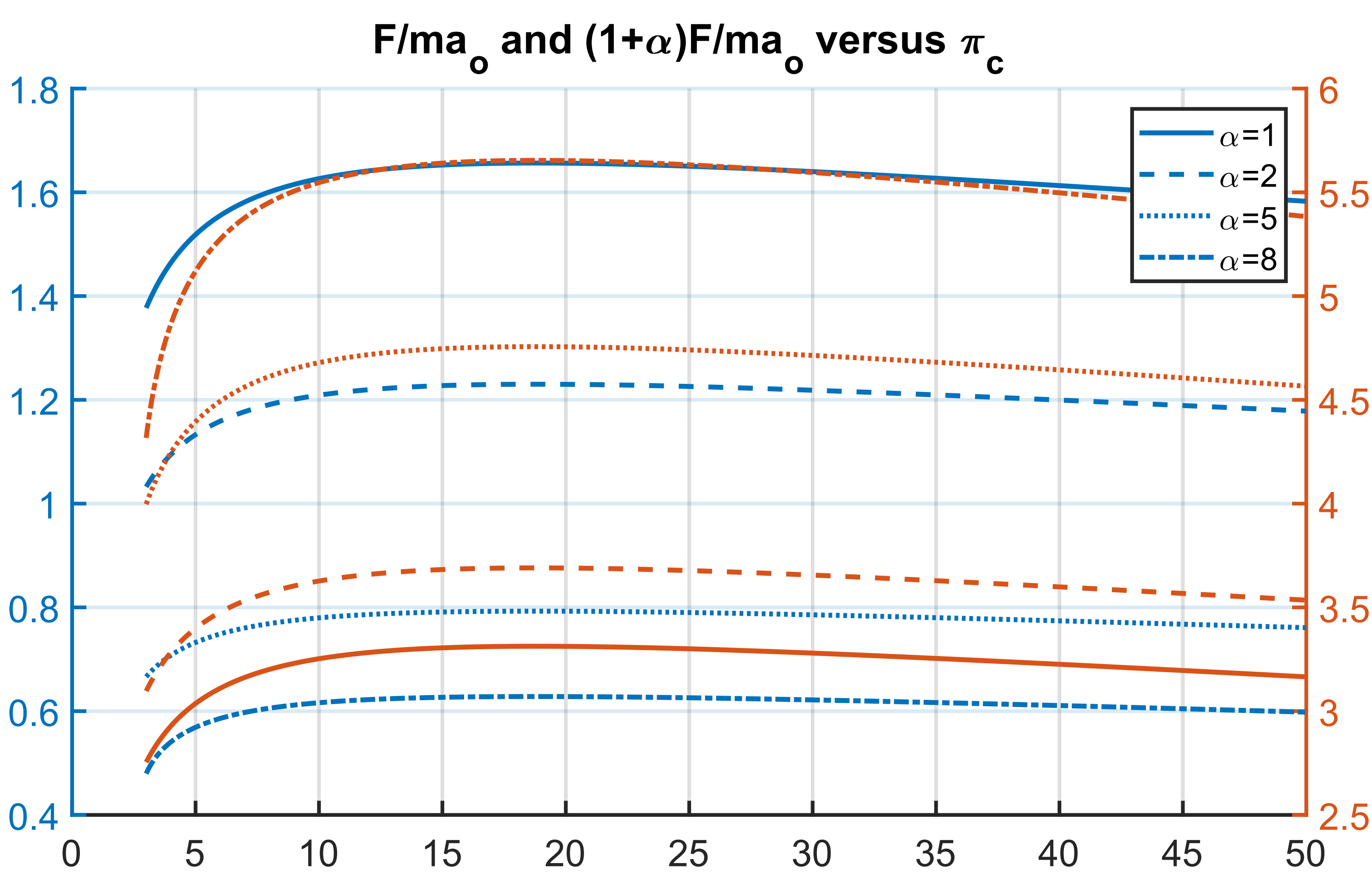




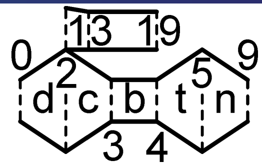

# Turbofan a flussi separati




$M_0 = 0.85, T_0 = 250K, T_{t4} = 1750K, \pi_f = 2, Q_R = 42{,}800 kJ/kg$

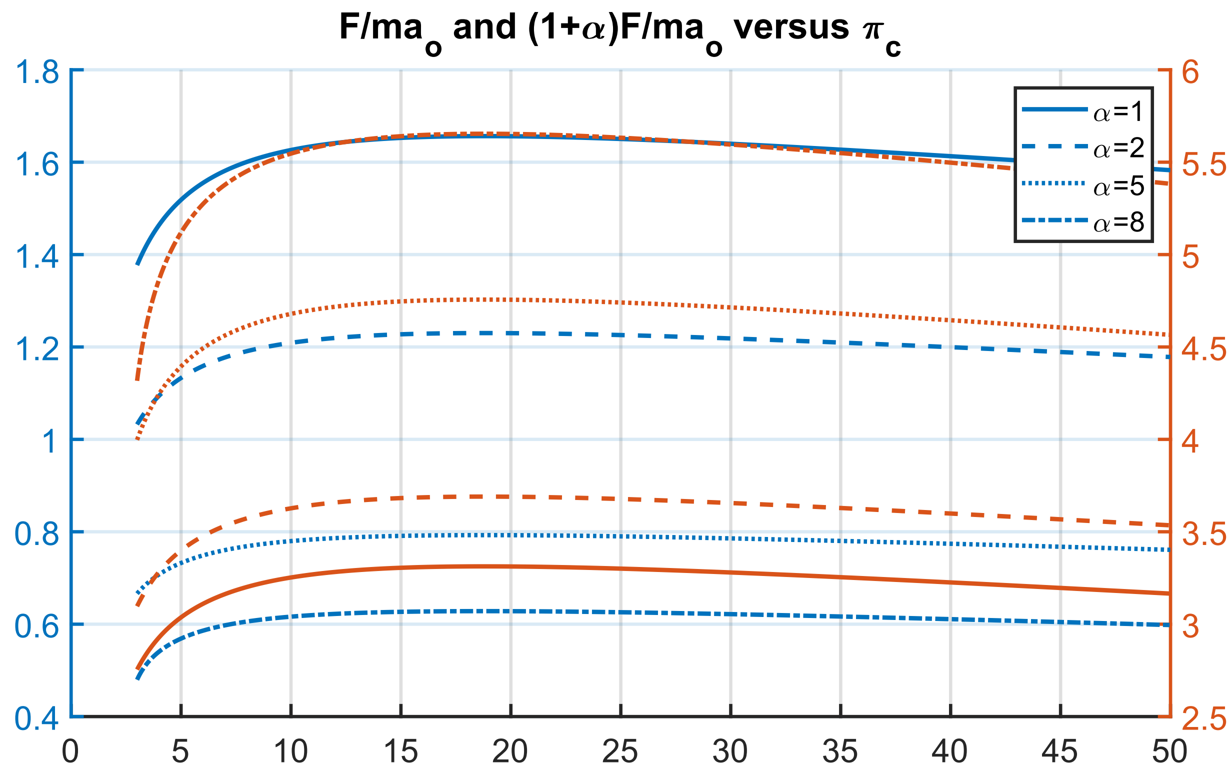


# Turbofan a flussi separati



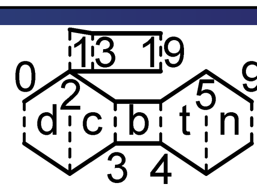

Dalla figura si nota:

- Per $\pi_c > 10$ la spinta è quasi costante, in particolare, all'aumentare del rapporto di bypass;
- La spinta specifica diminuisce all'aumentare di $\alpha$. Come mostrato in figura la normalizzazione penalizza il turbofan;

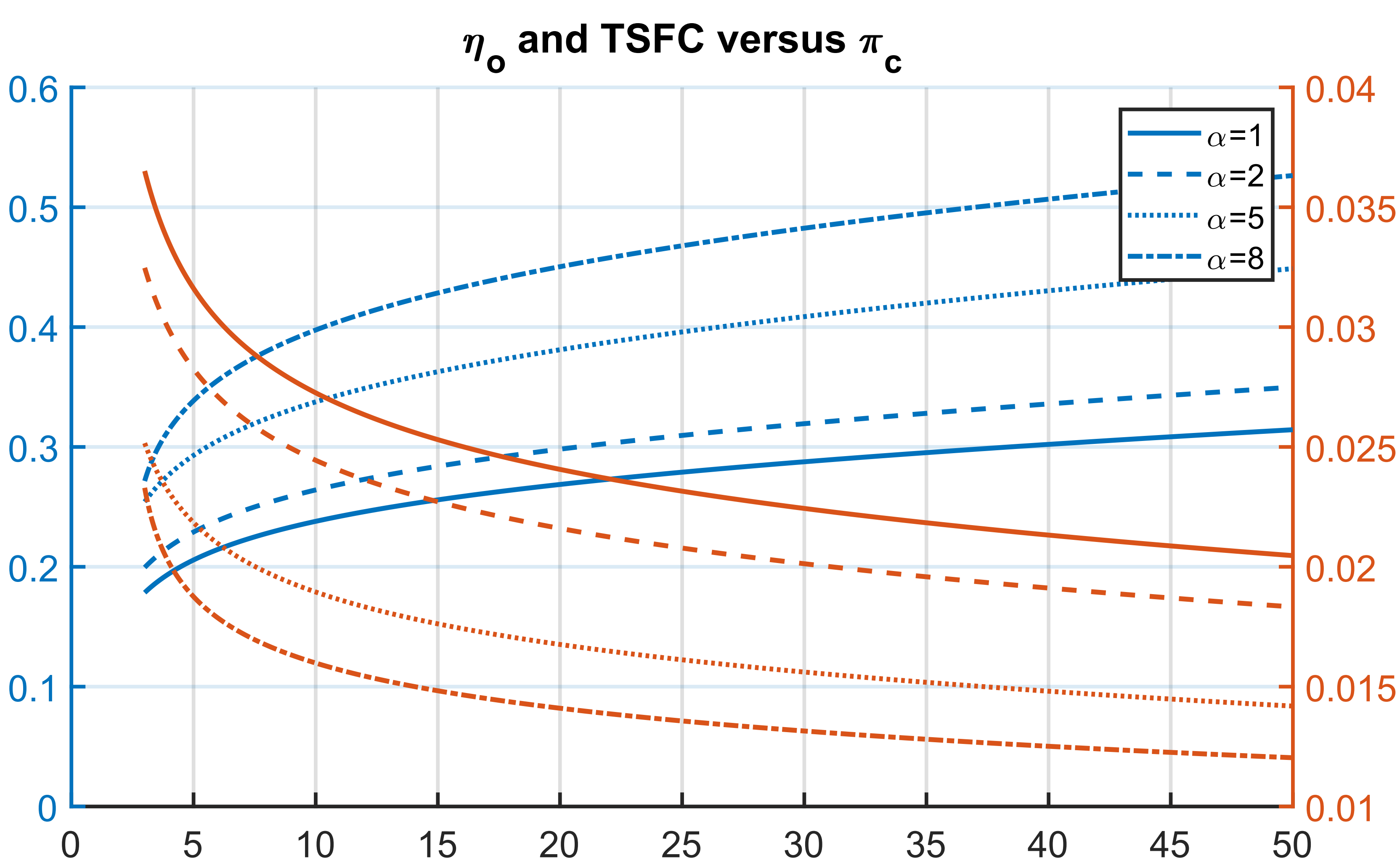




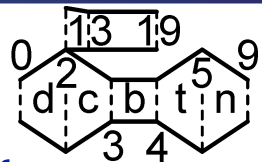

# Turbofan a flussi separati




$$M_0 = 0.85, T_0 = 250K, T_{t4} = 1750K, \pi_f = 2, Q_R = 42{,}800 kJ/kg$$

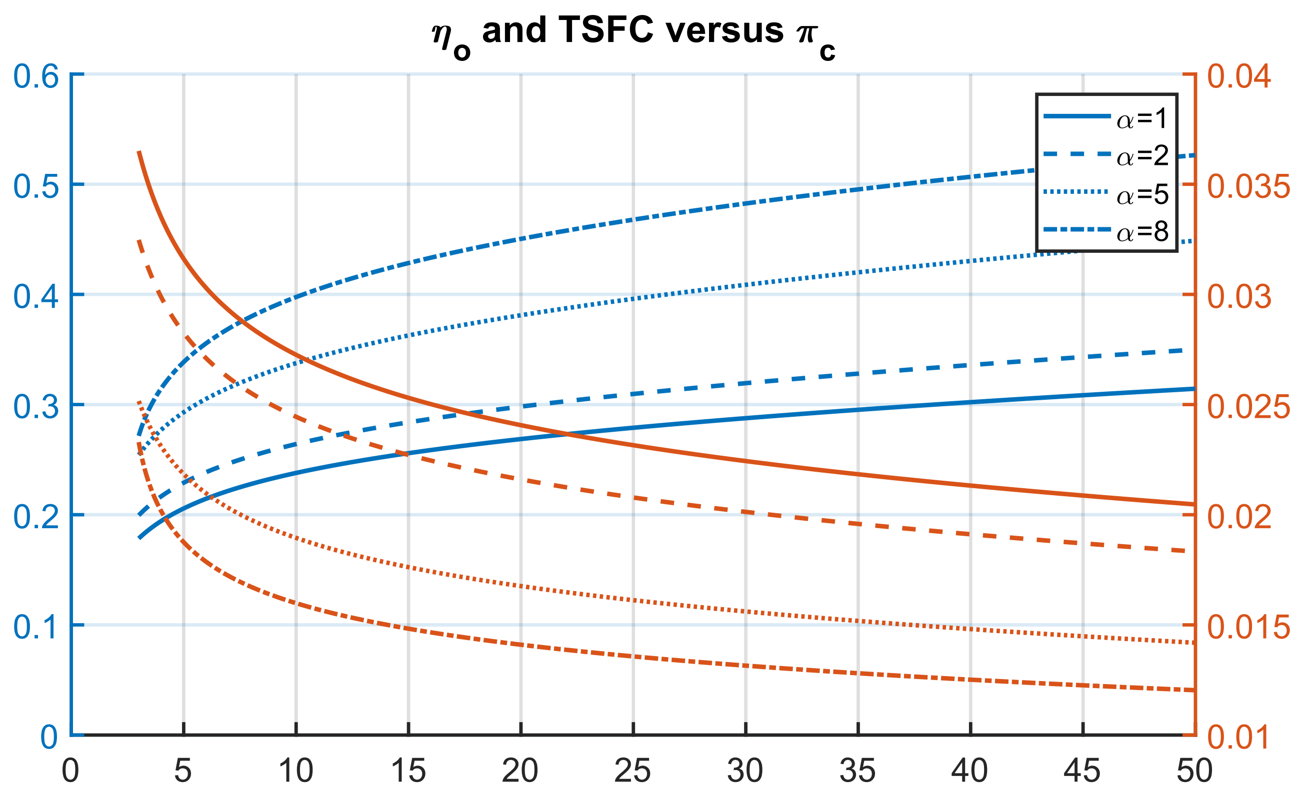


# Turbofan a flussi separati



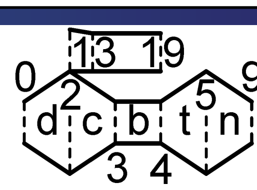

Dalla figura si nota che per i rapporti di pressione **mostrati in figura**:

- Il consumo diminuisce con $\pi_c$ e, coerentemente, il rendimento aumenta (per un aumento del rendimento termico);
- Un comportamento simile si ha anche all'aumentare di $\alpha$ (per un aumento del rendimento propulsivo).

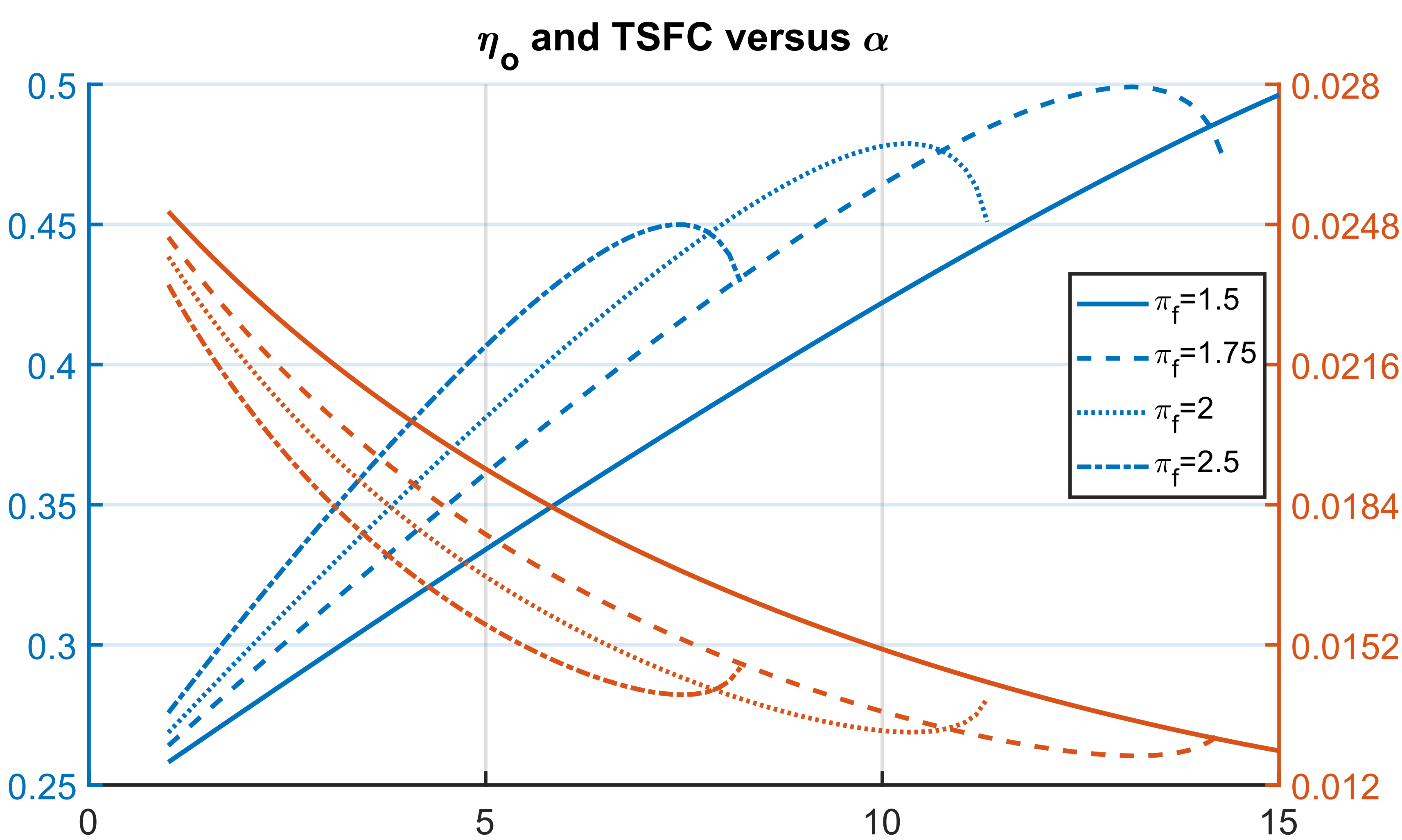




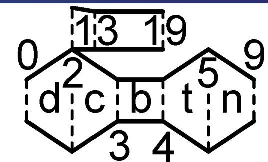

# Turbofan a flussi separati




$$\pi_c = 20, M_0 = 0.85, T_0 = 250K, T_{t4} = 1750K, Q_R = 42{,}800kJ/kg$$

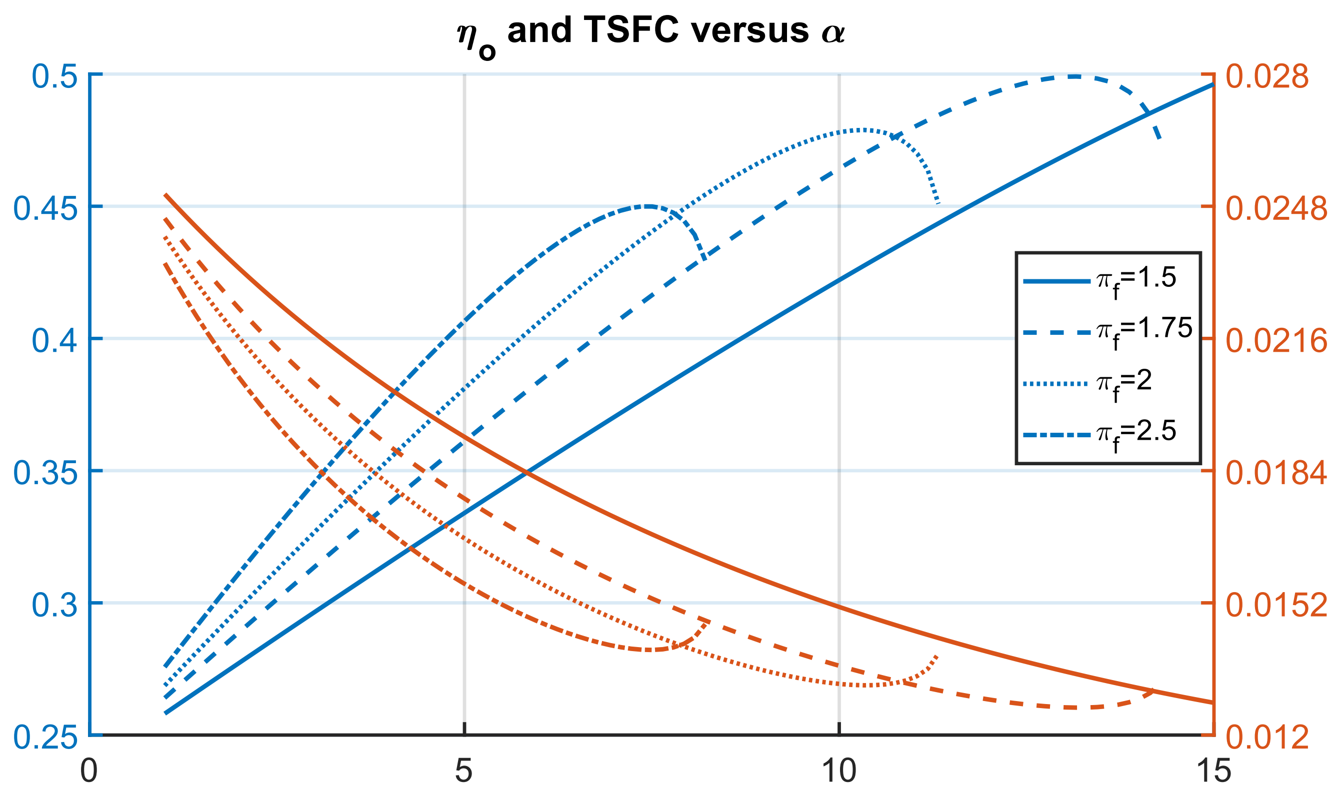


# Turbofan a flussi separati



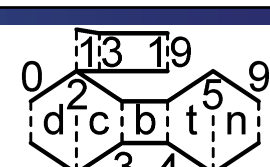

Dalla figura si nota che esiste un **rapporto di bypass ottimo** $\alpha^*$. Si può dimostrare che:

$$\alpha^* = \frac{1}{\tau_r(\tau_f - 1)}\left[\tau_\lambda - \tau_r(\tau_c - 1) - \frac{\tau_\lambda}{\tau_r \tau_c} - \frac{1}{4}\left(\sqrt{\tau_r \tau_f - 1} + \sqrt{\tau_r - 1}\right)^2\right]$$

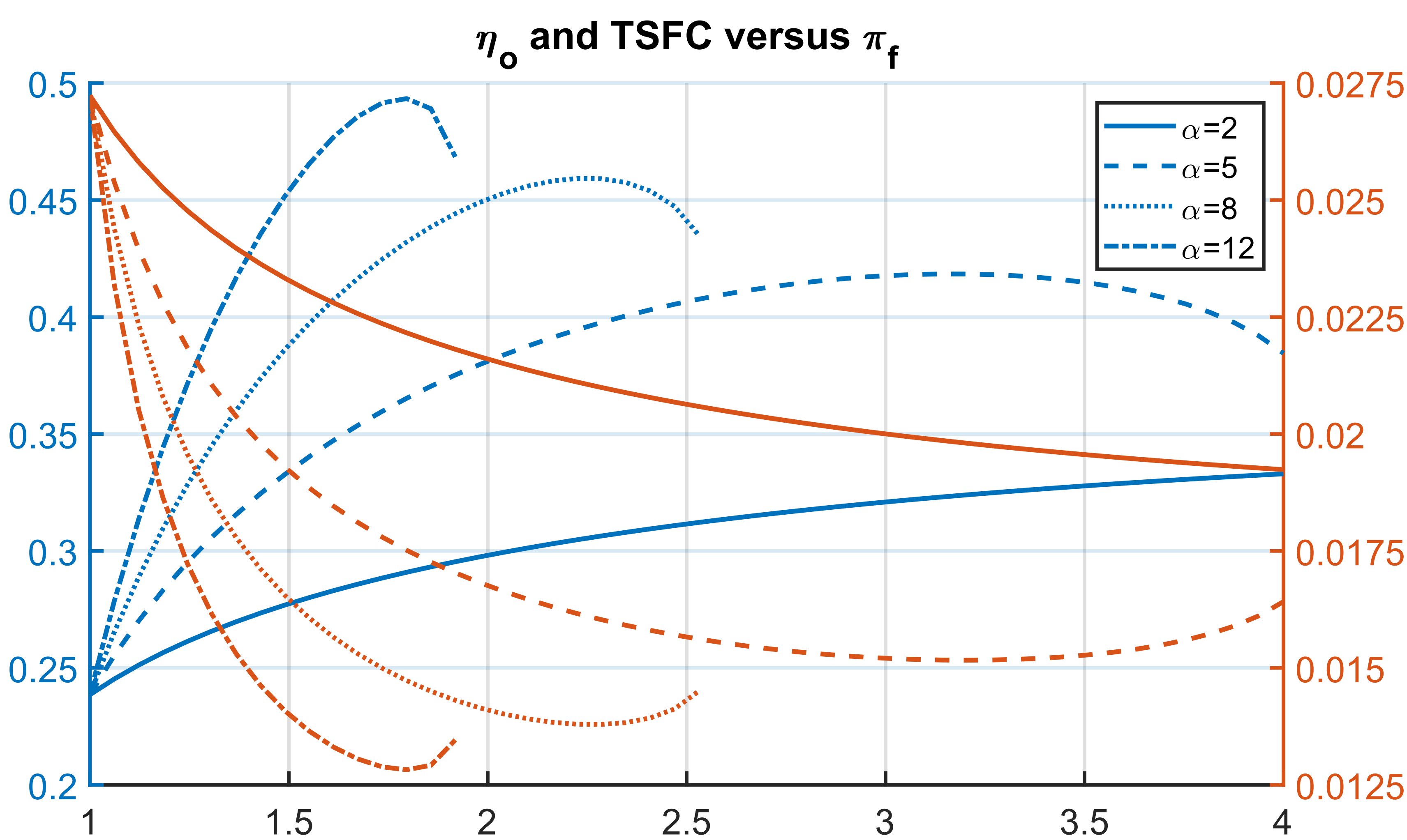




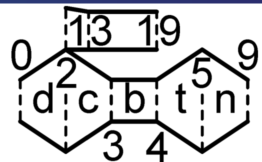

# Turbofan a flussi separati




$$\pi_c = 20, M_0 = 0.85, T_0 = 250K, T_{t4} = 1750K, \pi_f = 2, Q_R = 42{,}800 kJ/kg$$

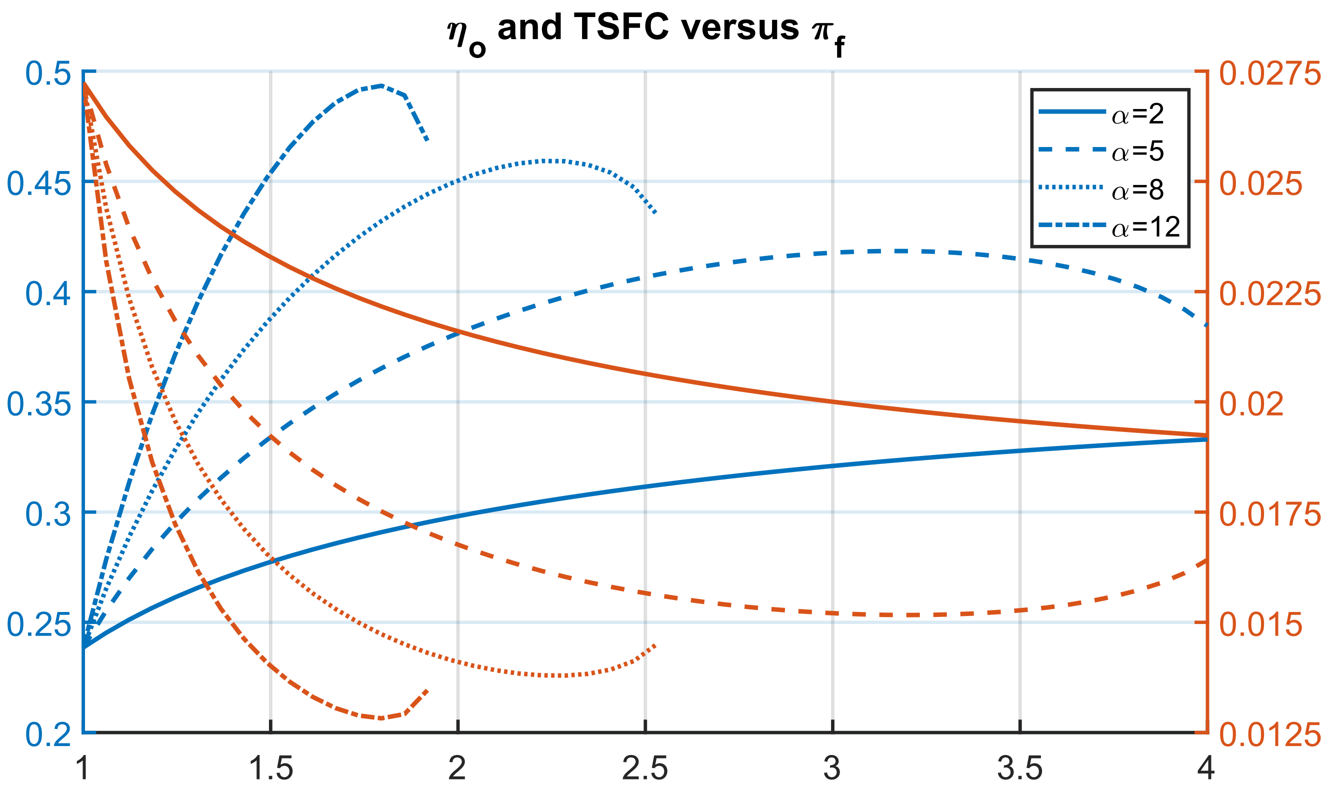


# Turbofan a flussi separati



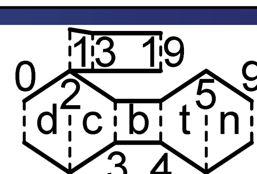

Dalla figura si nota che esiste un **rapporto di pressione nel fan ottimo** $\pi_f^*$. Si può dimostrare che:

$$\tau_f^* = \frac{\tau_\lambda - \tau_r(\tau_c - 1) - \dfrac{\tau_\lambda}{\tau_r \tau_c} + \alpha\tau_r - 1}{\tau_r(1+\alpha)}$$







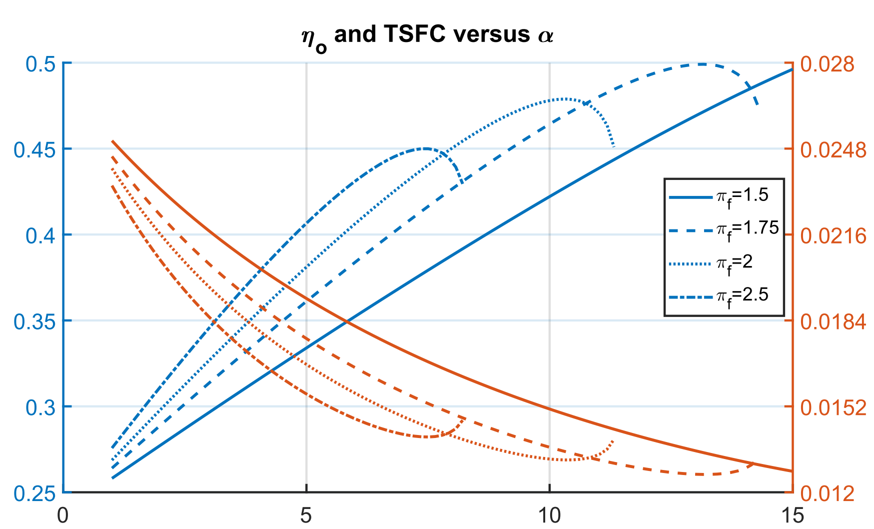



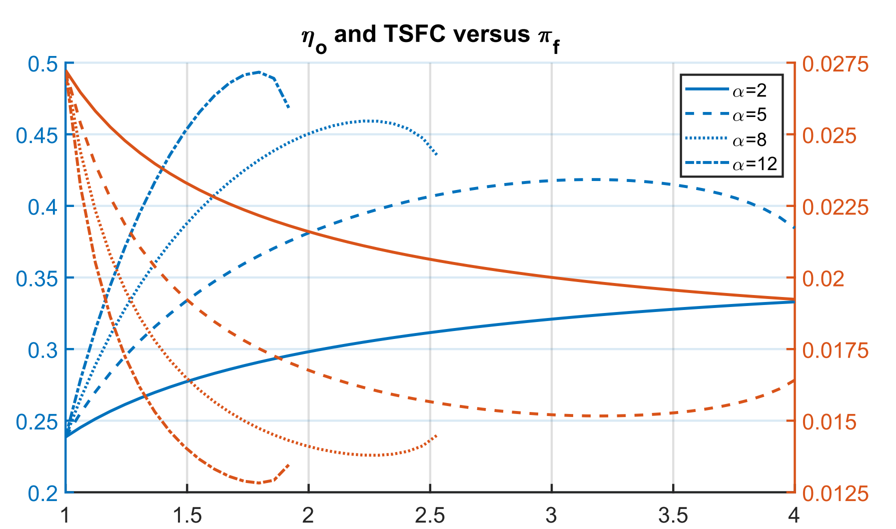

Non si riesce a lavorare con entrambi i valori ottimali. Infatti per $\alpha = \alpha^*$ si ha:

$$\frac{V_9 - V_0}{V_{19} - V_0} = \frac{1}{2}$$

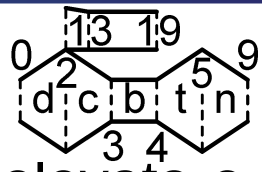
mentre per $\pi_f = \pi_f^*$:

$$V_9 = V_{19}$$

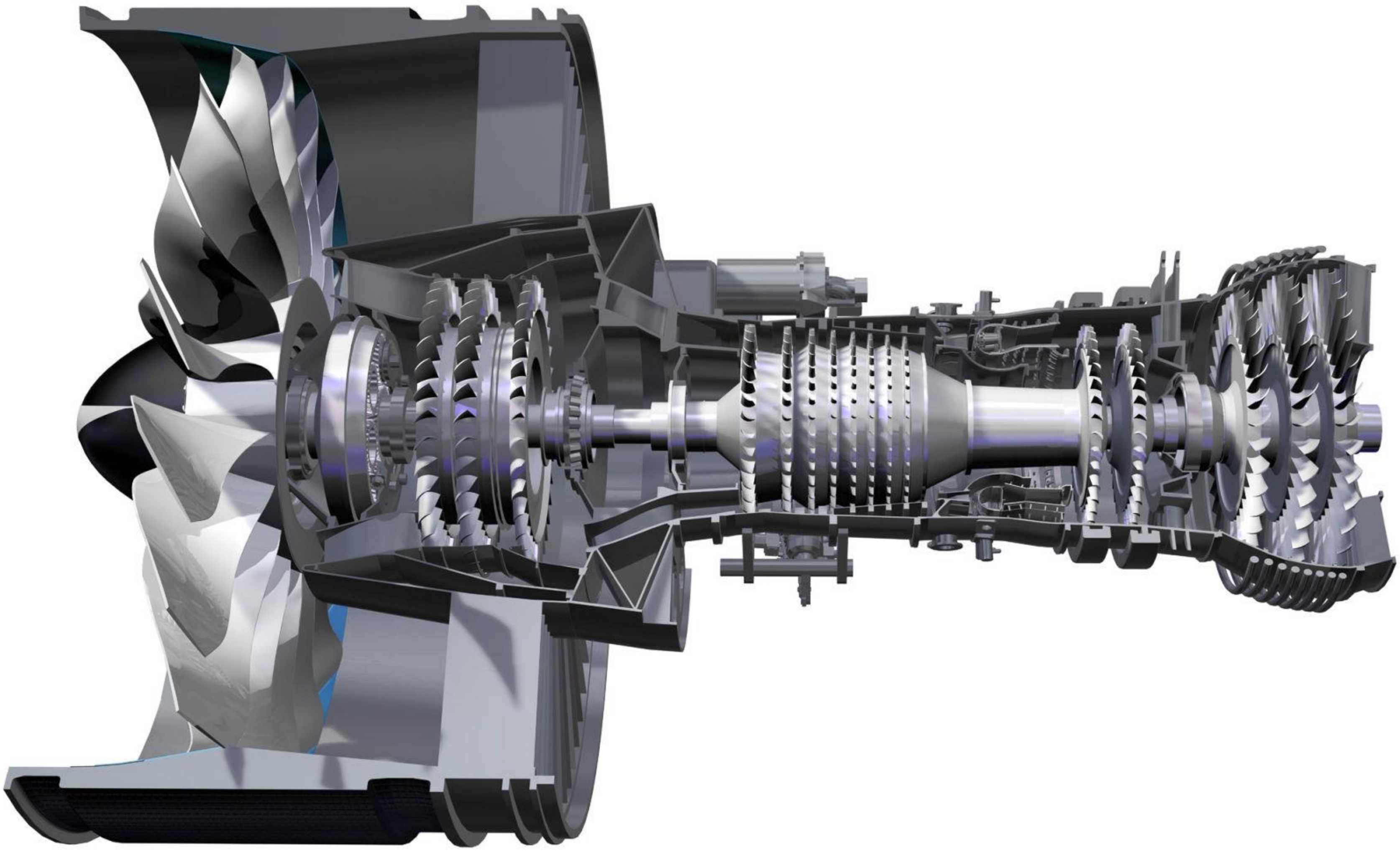


# Turbofan a flussi separati

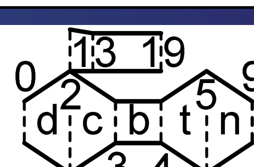



I turbofan che hanno un rapporto di by pass particolarmente elevato e vengono chiamati **Ultra-High-Bypass** Turbofan (UHB).



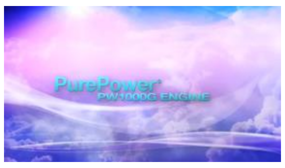


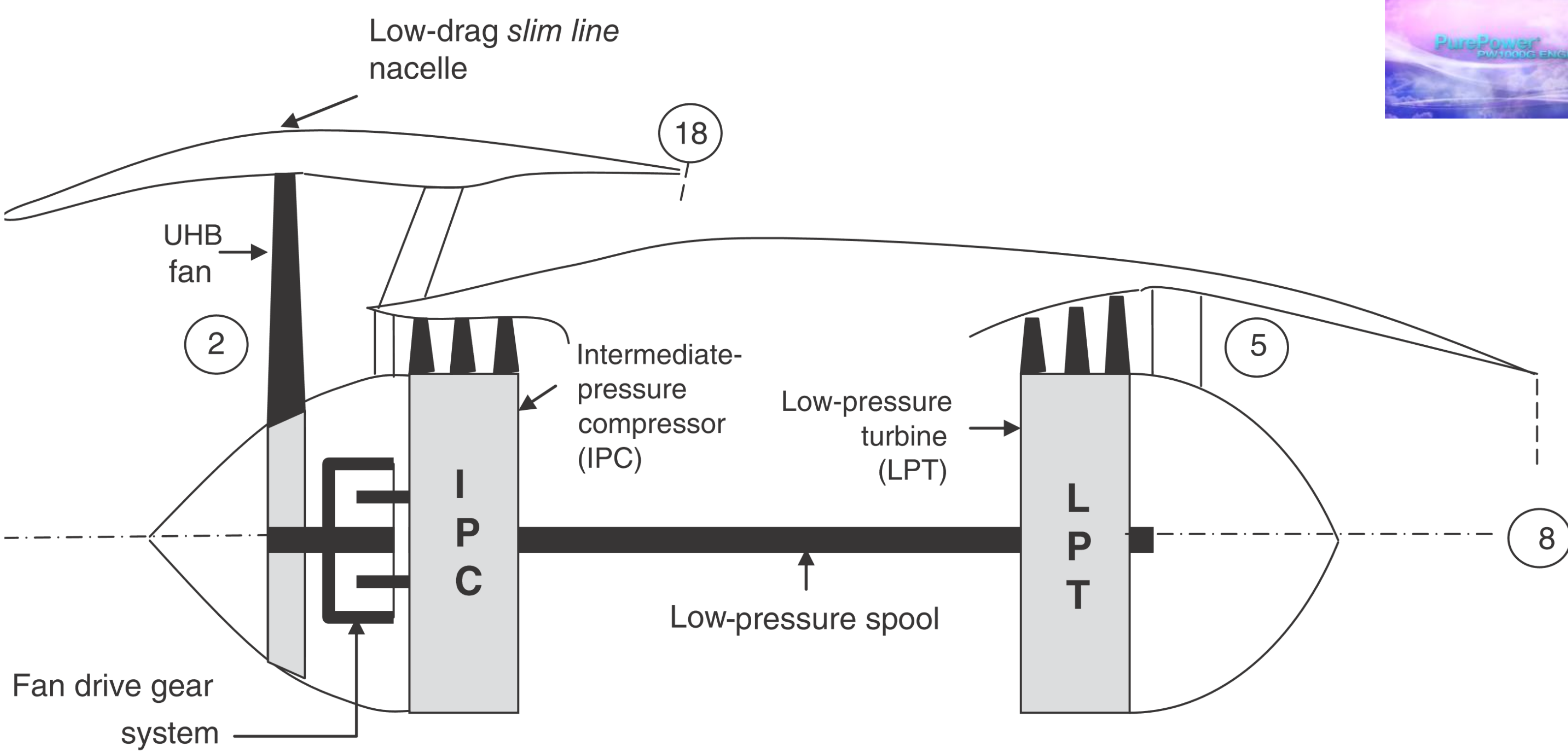
# Turbofan a flussi separati



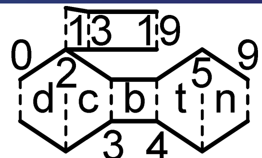

I turbofan che hanno un rapporto di by pass particolarmente elevato e vengono chiamati **Ultra-High-Bypass** Turbofan (UHB).

- La dimensione del fan può diventare significativamente maggiore di quella della turbina e del compressore. Quindi le velocità di rotazione ottimali sono diverse. Un riduttore ad ingranaggi è utilizzato dalla famiglia di motori PW1000G.



# Turbofan a flussi separati

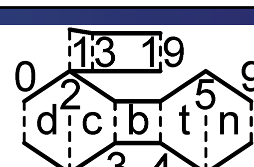



I turbofan che hanno un rapporto di by pass particolarmente elevato e vengono chiamati **Ultra-High-Bypass** Turbofan (UHB).

- La dimensione del fan può diventare significativamente maggiore di quella della turbina e del compressore. Quindi le **velocità di rotazione ottimali** sono diverse. Un **riduttore ad ingranaggi** è utilizzato dalla famiglia di motori PW1000G.

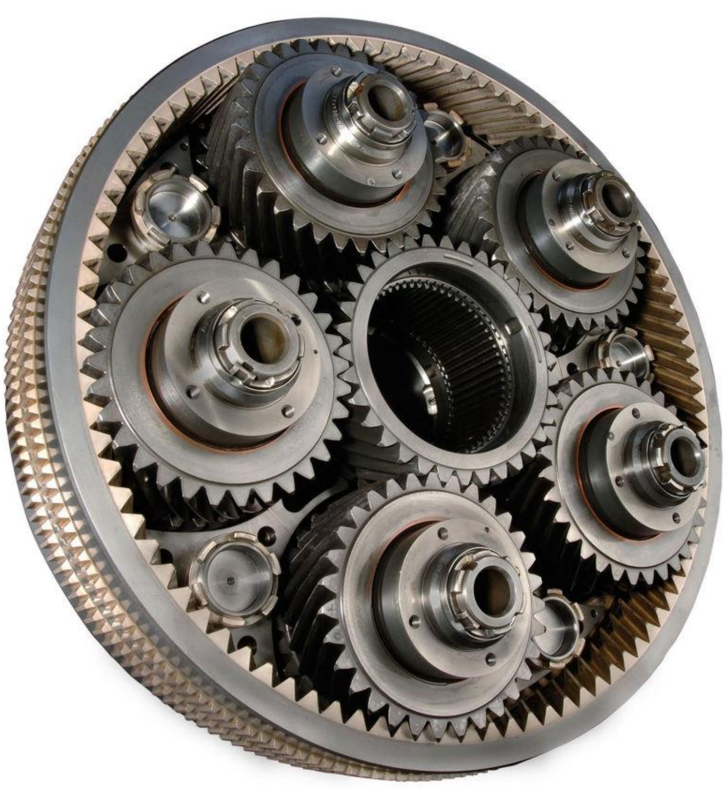


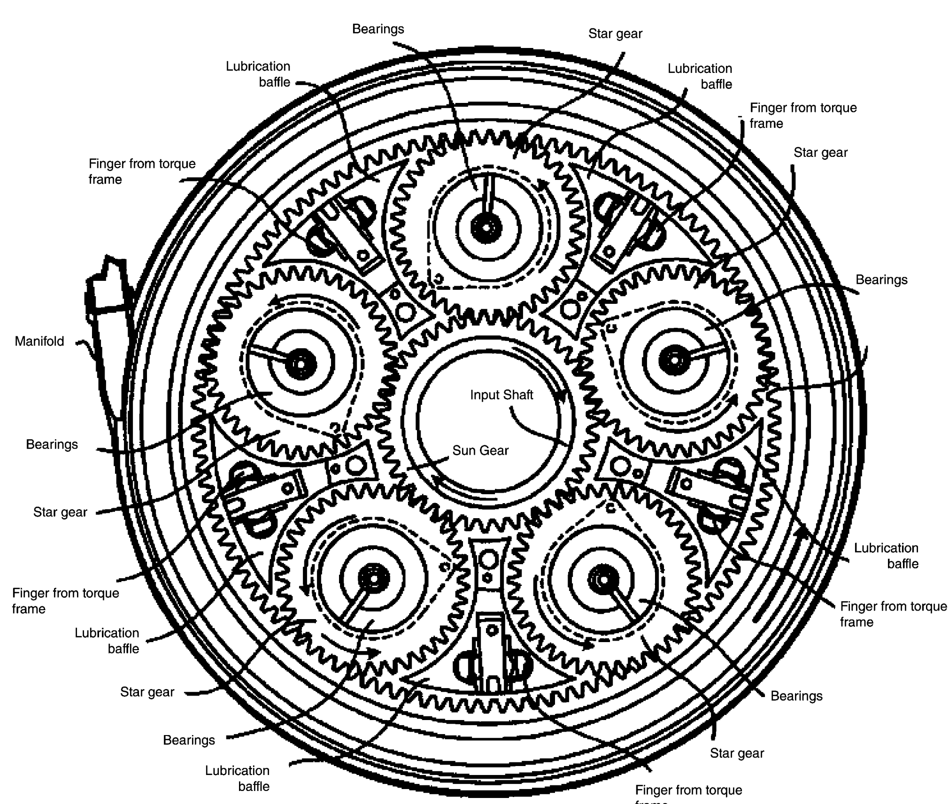

# Turbofan a flussi separati



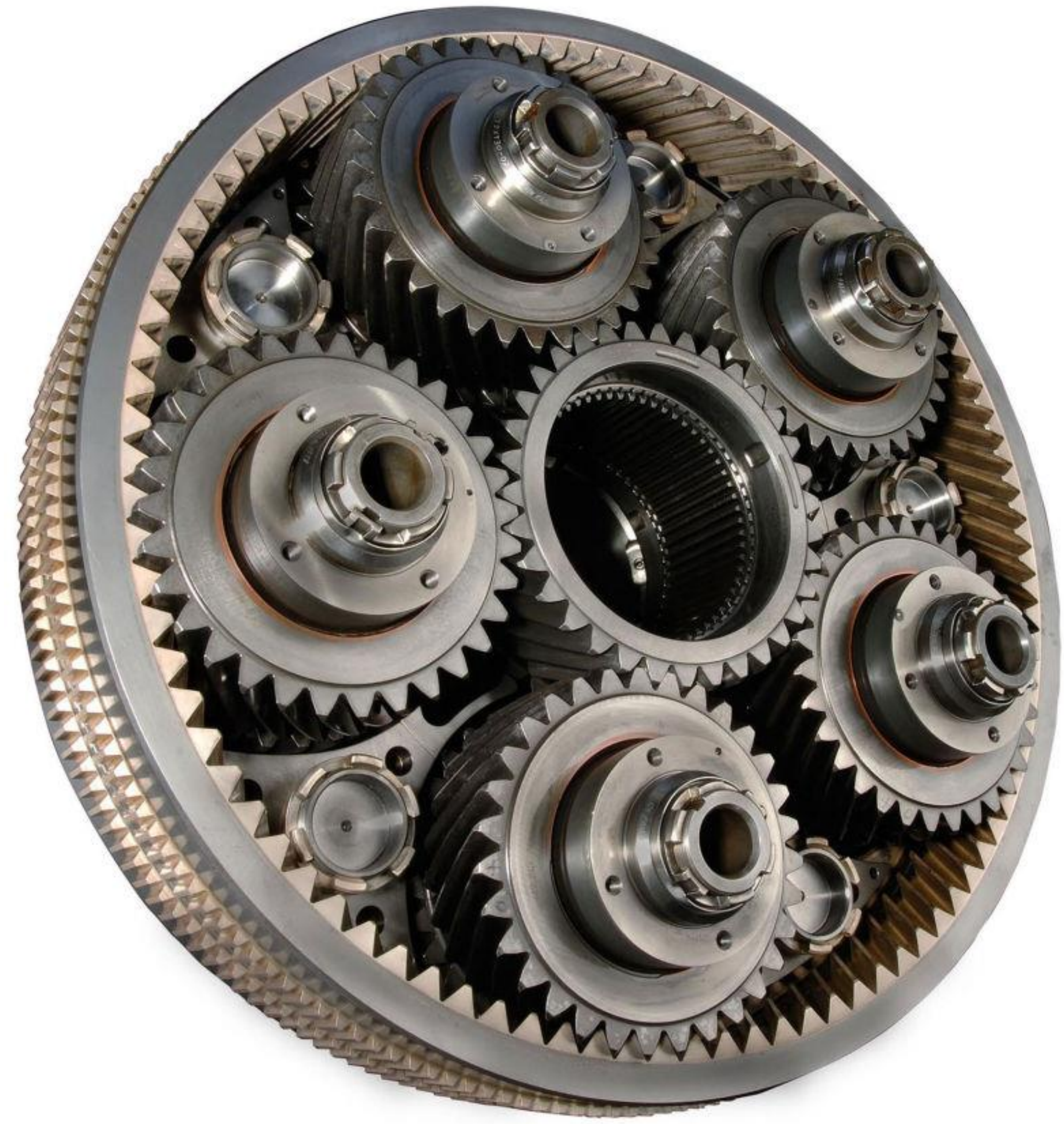

I turbofan che hanno un rapporto di by pass particolarmente elevato e vengono chiamati **Ultra-High-Bypass** Turbofan (UHB).

- La dimensione del fan può diventare significativamente maggiore di quella della turbina e del compressore. Quindi le **velocità di rotazione ottimali** sono diverse. Un **riduttore ad ingranaggi** è utilizzato dalla famiglia di motori PW1000G.



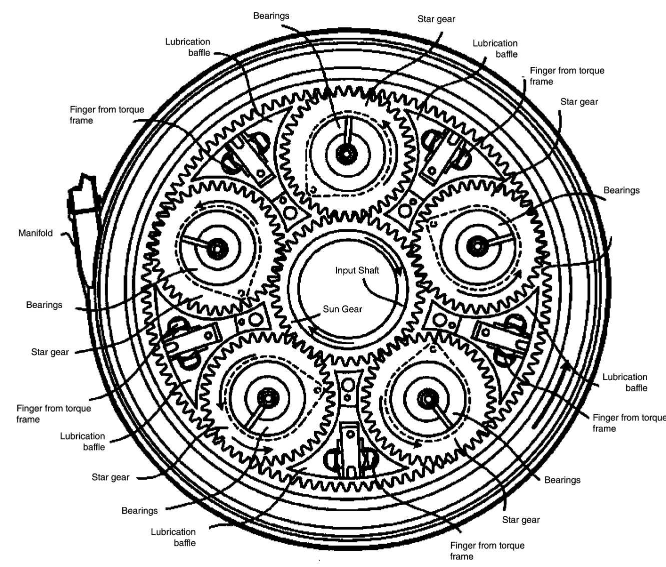


## Turbofan a flussi separati



ss particolarmente elevato e ofan (UHB).

ativamente maggiore di quella **velocità di rotazione ottimali** i è utilizzato dalla famiglia di

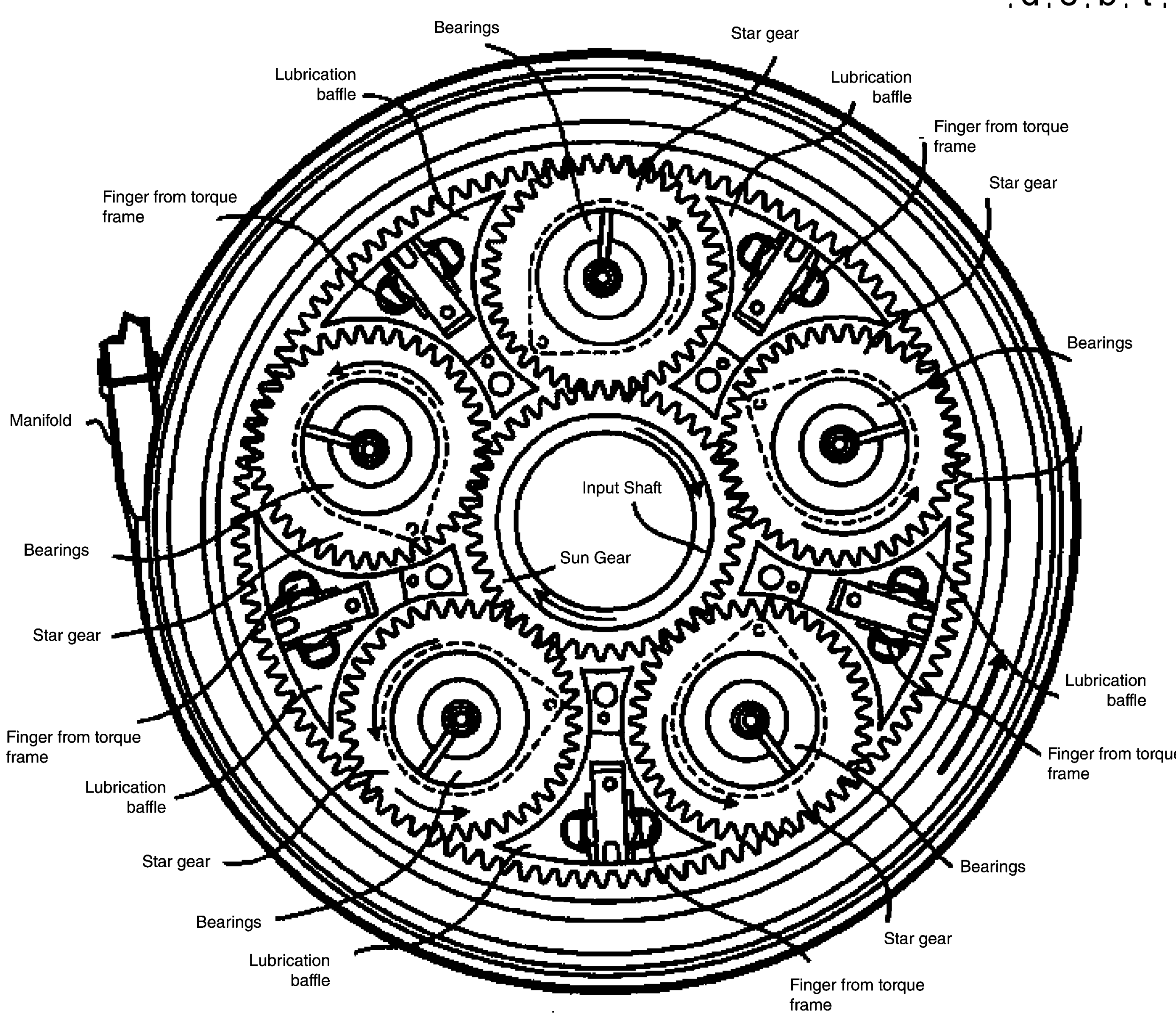


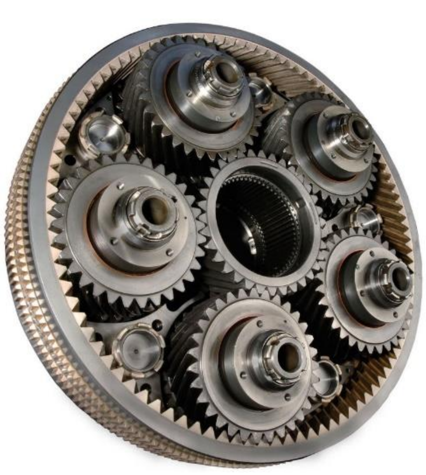


## Turbofan a flussi separati

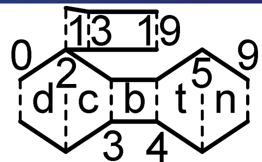
I turbofan che ha vengono chiamat

- La dimensione della turbina e sono diverse. motori PW1000



# Turbofan a flussi separati




I turbofan che hanno un rapporto di by pass particolarmente elevato e vengono chiamati **Ultra-High-Bypass** Turbofan (UHB).

- La dimensione del fan può diventare significativamente maggiore di quella della turbina e del compressore. Quindi le velocità di rotazione ottimali sono diverse. Un **terzo albero** è invece utilizzato dalla famiglia di motori Trent.