



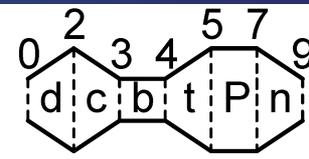
Propulsione Aerospaziale

T. Astarita

astarita@unina.it
www.docenti.unina.it

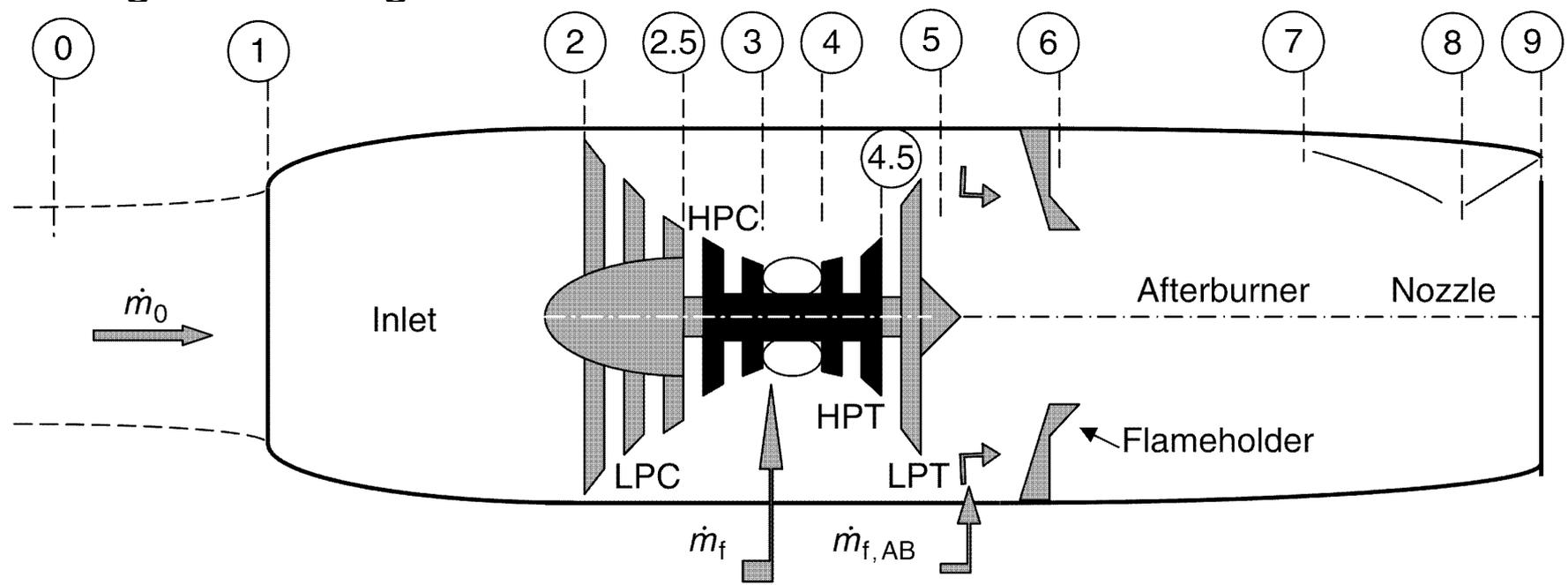
Versione del 30.10.2020

Post Bruciatore

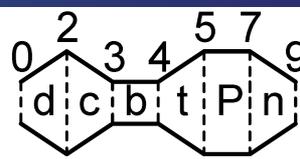


Spesso, in particolare per applicazioni militari, si usa un **postbruciatore** (AfterBurner AB) per **aumentare la spinta** dei motori a turbina. Questa soluzione ha il potenziale di raddoppiare la spinta senza notevoli modifiche del motore. Il prezzo da pagare è un **aumento** significativo **consumo**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

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

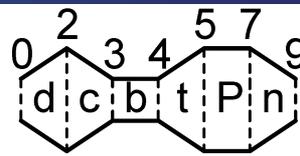
è necessario quindi utilizzare un ugello a **geometria variabile**. Nella realtà oltre all'aumento di temperatura di ristagno sarà presente anche un leggero aumento della portata ed una diminuzione della pressione di ristagno oltre ad una variazione del gas.

In prima approssimazione si ha:

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

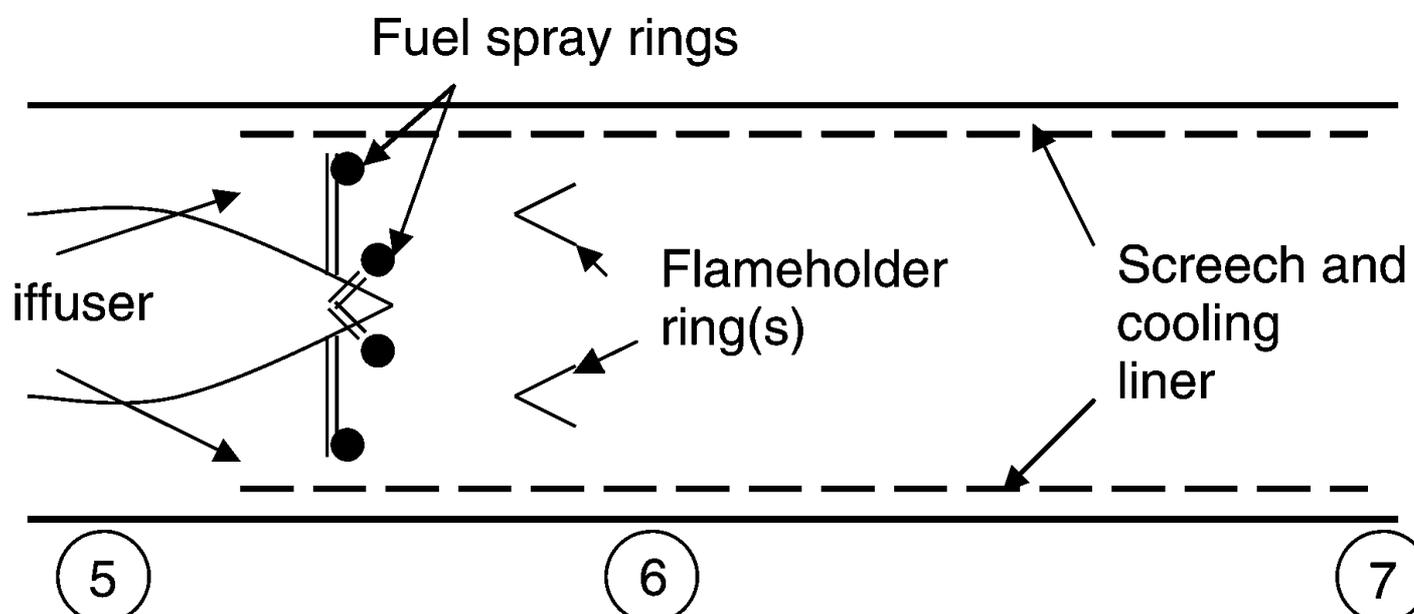


Post Bruciatore

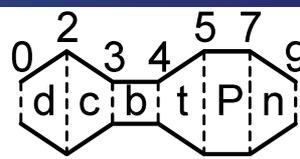


Un post bruciatore è composto da un diffusore, un sistema di vaporizzazione ed uno stabilizzatore di fiamma.

- 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



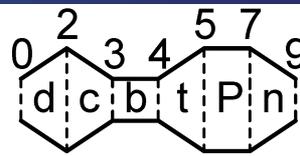
Inoltre è normalmente usato **un cilindro perforato** per ridurre il rumore generato dalle instabilità della combustione e come condotto per il raffreddamento.

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 η_{AB} ;
- Il rapporto delle pressioni di ristagno $\pi_{AB} = \frac{p_{t7}}{p_{t5}}$.



Post Bruciatore

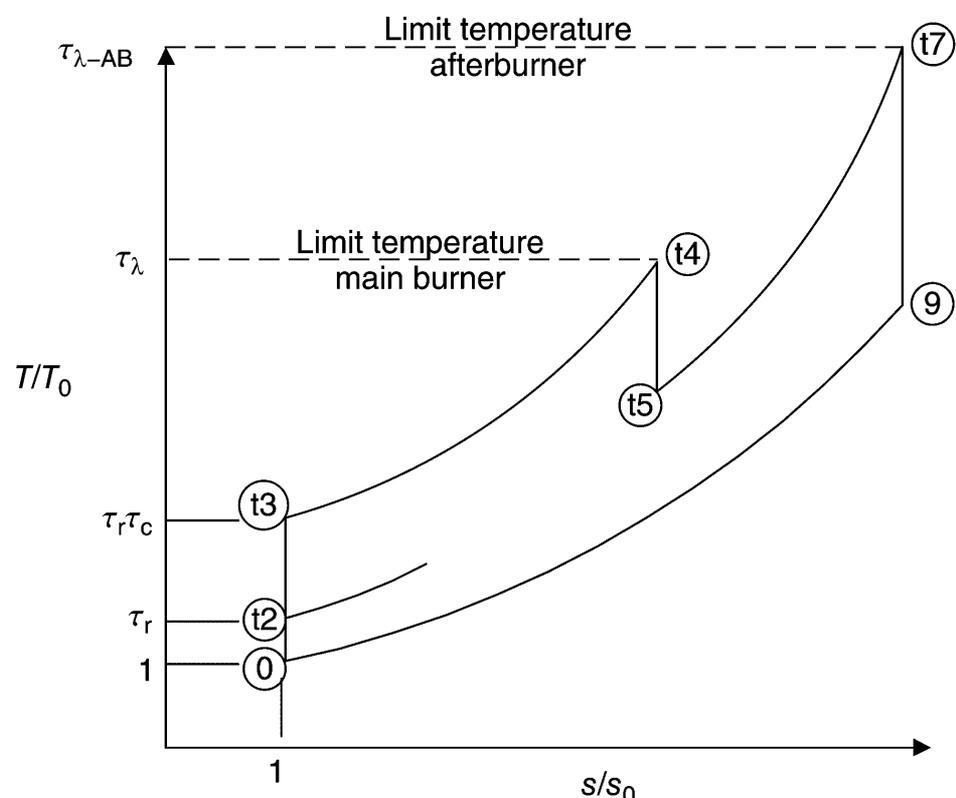


Il **ciclo termodinamico ideale** modificato è mostrato in figura in termini adimensionali (in realtà sarebbe meglio avere l'entalpia sulle ordinate).

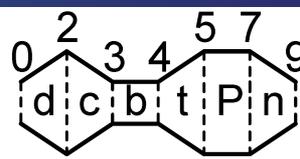
Nell'analisi si suppone che il postbruciatore non influenzi i componenti a monte.

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:

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

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

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

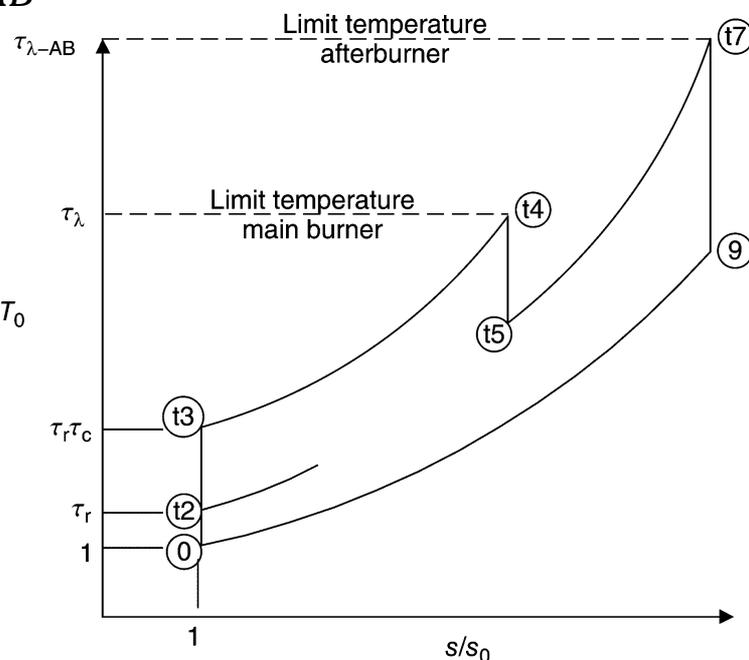
$$f_{AB} = \frac{(1 + f)(h_{t7} - h_{t5})}{Q_{R.AB}\eta_{AB} - h_{t7}} = \frac{(1 + f)(\tau_{\lambda.AB} - \tau_{\lambda}\tau_t)}{\frac{Q_{R.AB}\eta_{AB}}{c_p T_0} - \tau_{\lambda.AB}}$$~~

$$\tau_{\lambda.AB} = \frac{h_{t7}}{h_0}$$

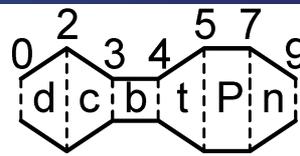
In questa equazione si devono considerare note tutte le grandezze a destra del segno uguale.

La pressione si può ricavare dal rapporto T/T_0 delle **pressioni di ristagno**:

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



Post Bruciatore



L'equazione della spinta $\frac{F_u}{\dot{m}_0 a_0} = (1 + f) \frac{V_9}{a_0} \left(1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2} \right) - M_0$ diventa:

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

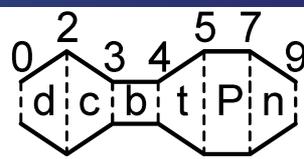
dove:

~~$$f = \frac{\tau_{\lambda} - \tau_c \tau_r}{\frac{Q_R \eta_b}{c_p T_0} - \tau_{\lambda}} \quad f_{AB} = \frac{(1 + f)(\tau_{\lambda.AB} - \tau_{\lambda}\tau_t)}{\frac{Q_{R.AB}\eta_{AB}}{c_p T_0} - \tau_{\lambda.AB}}$$~~

~~$$\frac{V_9}{a_0} = \frac{M_9 a_9}{a_0} = M_9 \sqrt{\frac{\gamma_9 R_9 T_9}{\gamma R T_0}} \quad M_9^2 = \frac{2}{\gamma_9 - 1} \left[\left(\frac{p_{t9}}{p_9} \right)^{k_9} - 1 \right]$$~~

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





Infine i rendimenti:

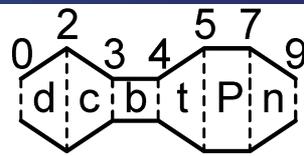
$$TSFC = \frac{f + f_{AB}}{F_u/\dot{m}_0}$$

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

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



Post Bruciatore



Nel caso ideale:

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

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

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

~~$$f = \frac{\tau_\lambda - \tau_c \tau_r}{\frac{Q_R \eta_b}{c_p T_0} - \tau_\lambda} = \frac{\tau_\lambda - \tau_c \tau_r}{\frac{Q_R}{c_p T_0}} \quad f_{AB} = \frac{(1 + f)(\tau_{\lambda,AB} - \tau_\lambda \tau_t)}{\frac{Q_{R,AB} \eta_{AB}}{c_p T_0} - \tau_{\lambda,AB}} = \frac{\tau_{\lambda,AB} - \tau_\lambda \tau_t}{\frac{Q_R}{c_p T_0}}$$~~

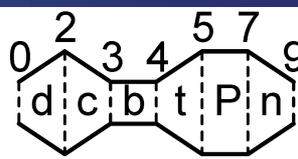
Ricordando che $\tau_t = 1 - \frac{(\tau_c - 1)\tau_r}{\tau_\lambda}$ si trova:

~~$$f + f_{AB} = \frac{\tau_\lambda - \tau_c \tau_r + \tau_{\lambda,AB} - \tau_\lambda \tau_t}{Q_R/c_p T_0} = \frac{\tau_\lambda - \tau_c \tau_r + \tau_{\lambda,AB} - \tau_\lambda + (\tau_c - 1)\tau_r}{Q_R/c_p T_0}$$~~

$$f + f_{AB} = \frac{\tau_{\lambda,AB} - \tau_r}{Q_R/c_p T_0}$$

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





Per la spinta si ha:

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

$$\frac{V_9}{a_0} = \frac{M_9 a_9}{a_0} = M_9 \sqrt{\frac{T_9}{T_0}} \quad \frac{p_{t9}}{p_9} = \frac{p_0}{p_9} = \tau_n \tau_{AB} \tau_t \tau_b \tau_c \tau_d \tau_r \frac{p_0}{p_9} = \tau_t^{\frac{1}{k}} \tau_c^{\frac{1}{k}} \tau_r^{\frac{1}{k}}$$

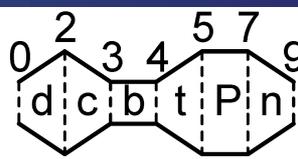
$$M_9^2 = \frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p_{t9}}{p_9} \right)^k - 1 \right] = \frac{2}{\gamma - 1} (\tau_t \tau_c \tau_r - 1) \quad \tau_b = \frac{\tau_\lambda}{\tau_c \tau_r}$$

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

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



Post Bruciatore



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

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.

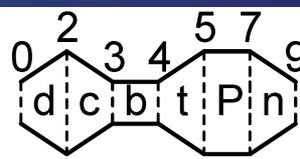
Anche in questo caso si può trovare un **rapporto di compressione** ottimo, che massimizza la spinta, in funzione dei rapporti di temperature massime. Riscrivendo la spinta come:

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

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 τ_c che da il massimo si differenzia ed uguaglia a zero:

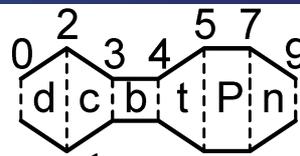
$$\frac{d}{d\tau_c} \tau_c \tau_r \left(1 - \frac{(\tau_c - 1)\tau_r}{\tau_\lambda} \right) = \tau_r - (\tau_c - 1) \frac{\tau_r^2}{\tau_\lambda} - \tau_c \frac{\tau_r^2}{\tau_\lambda} = \tau_r - \frac{2\tau_c \tau_r^2}{\tau_\lambda} + \frac{\tau_r^2}{\tau_\lambda}$$

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

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



Post Bruciatore



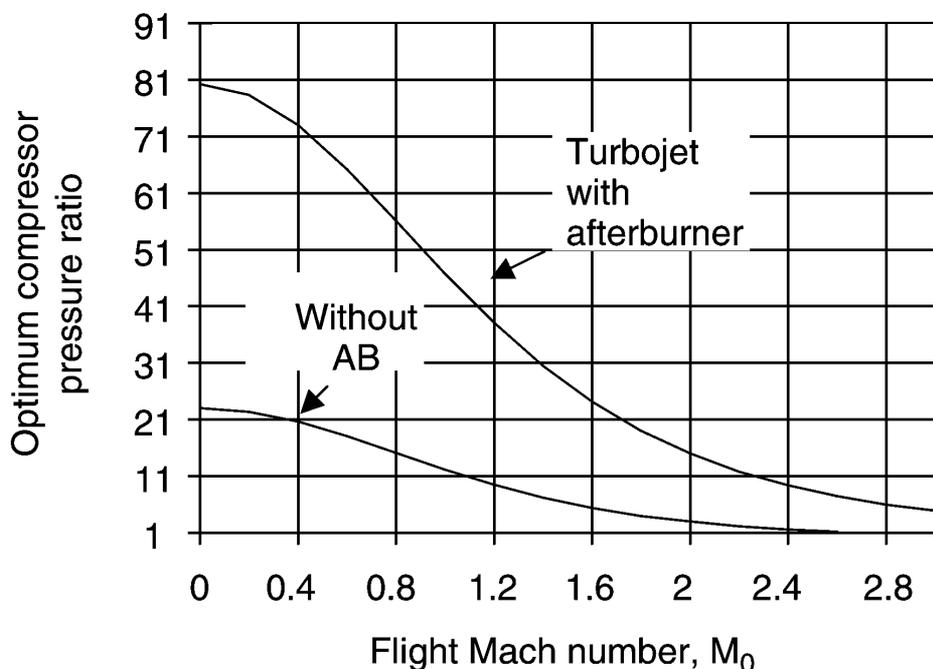
$$\tau_{c_{max}} = \frac{\tau_\lambda + \tau_r}{2\tau_r} \rightarrow \pi_{c_{max}} = \left(\frac{\tau_\lambda + \tau_r}{2\tau_r} \right)^{\frac{1}{k}} \quad \pi_{c_{max}.TJET} = \left(\frac{\sqrt{\tau_\lambda}}{\tau_r} \right)^{\frac{1}{k}}$$

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

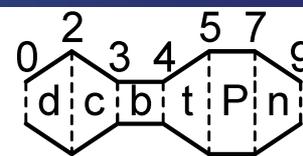
Dalla figura si nota:

- 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.

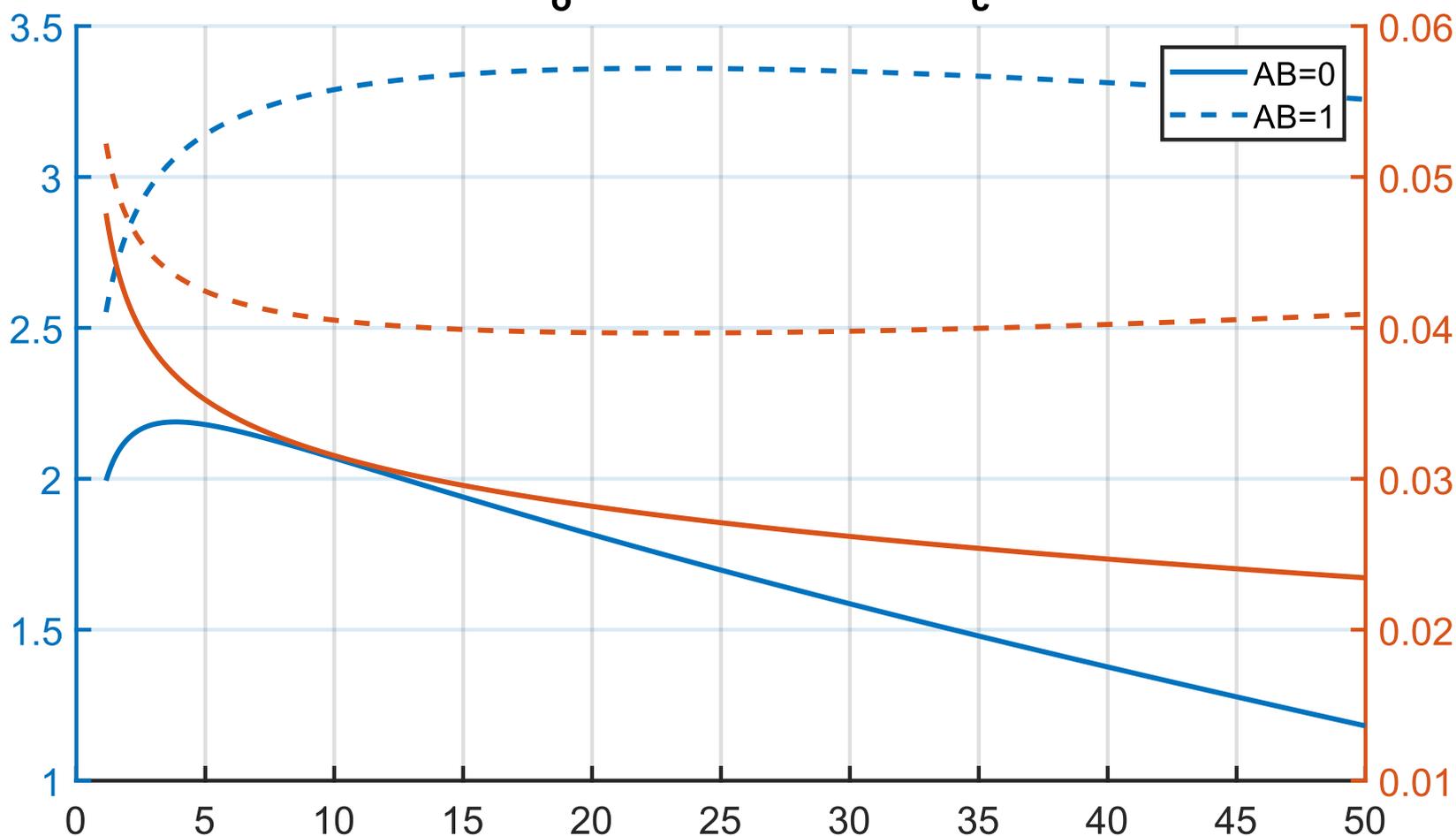


Post Bruciatore

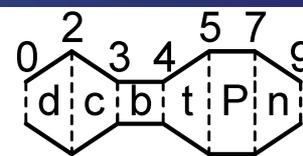


$$M_0 = 2, T_{t4} = 1750K, T_{t7} = 2250K, T_0 = 250K, Q_R = 42,800kJ/kg$$

F/ma_o and TSFC versus π_c



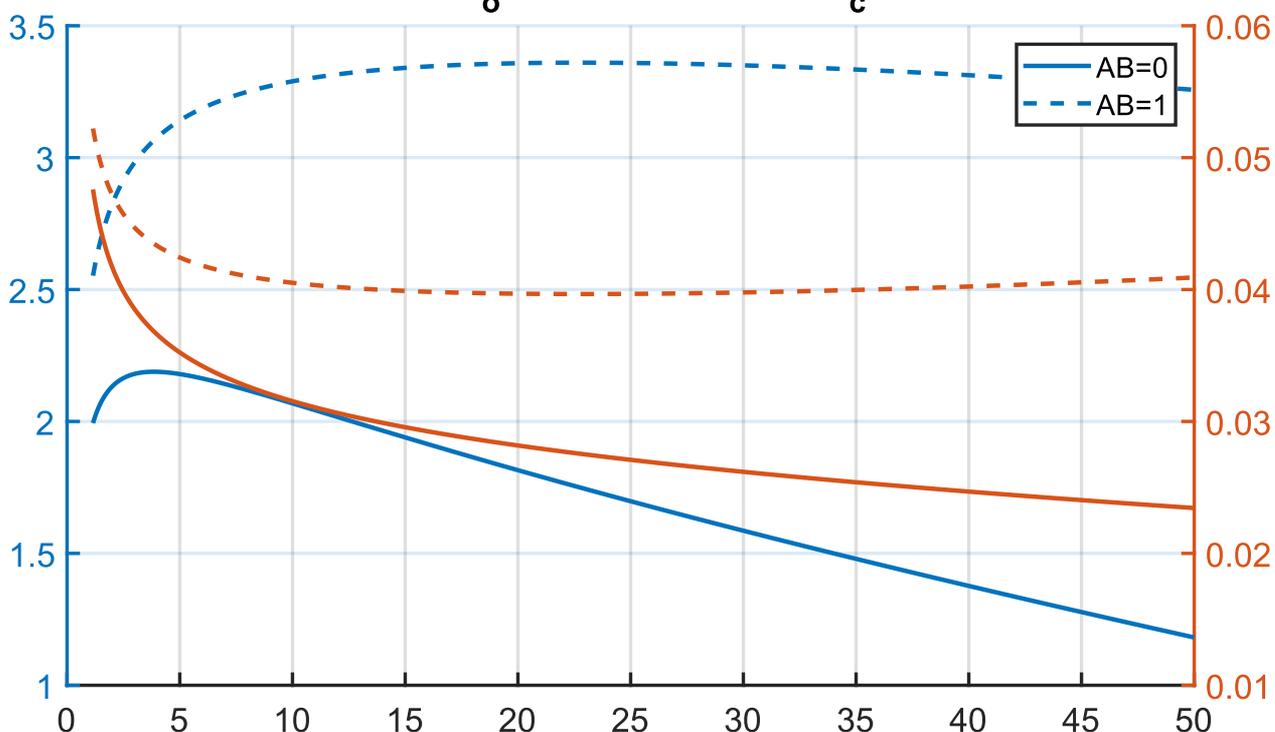
Post Bruciatore



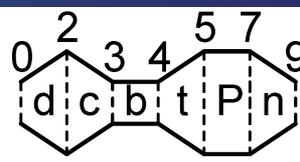
Accendendo il post bruciatore si nota

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

F/ma_o and TSFC versus π_c

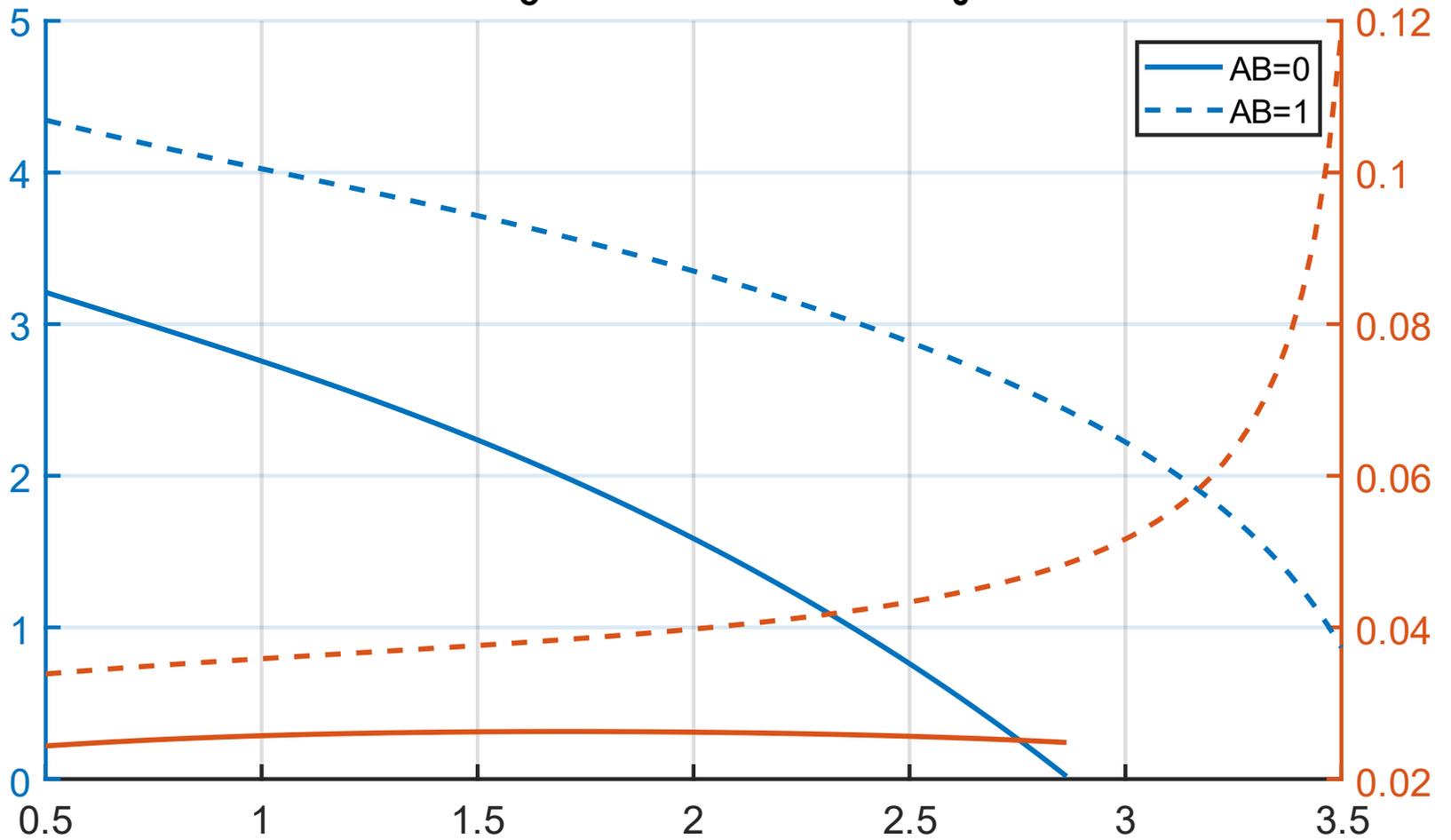


Post Bruciatore

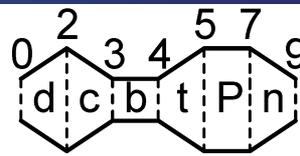


$$\pi_c = 30, T_{t4} = 1750K, T_{t7} = 2250K, T_0 = 250K, Q_R = 42,800kJ/kg$$

F/ma_o and TSFC versus M₀



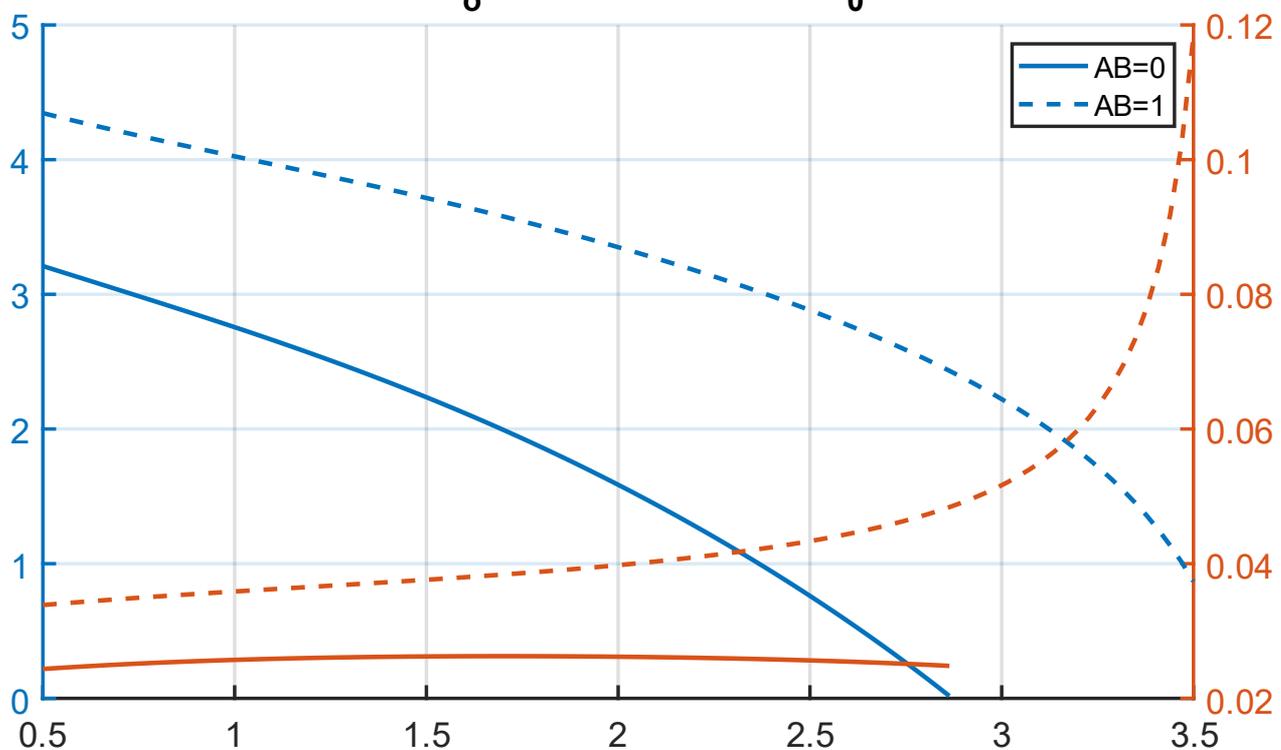
Post Bruciatore



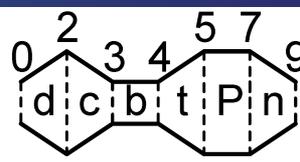
Aumentando il numero di Mach:

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

F/ma_o and TSFC versus M₀

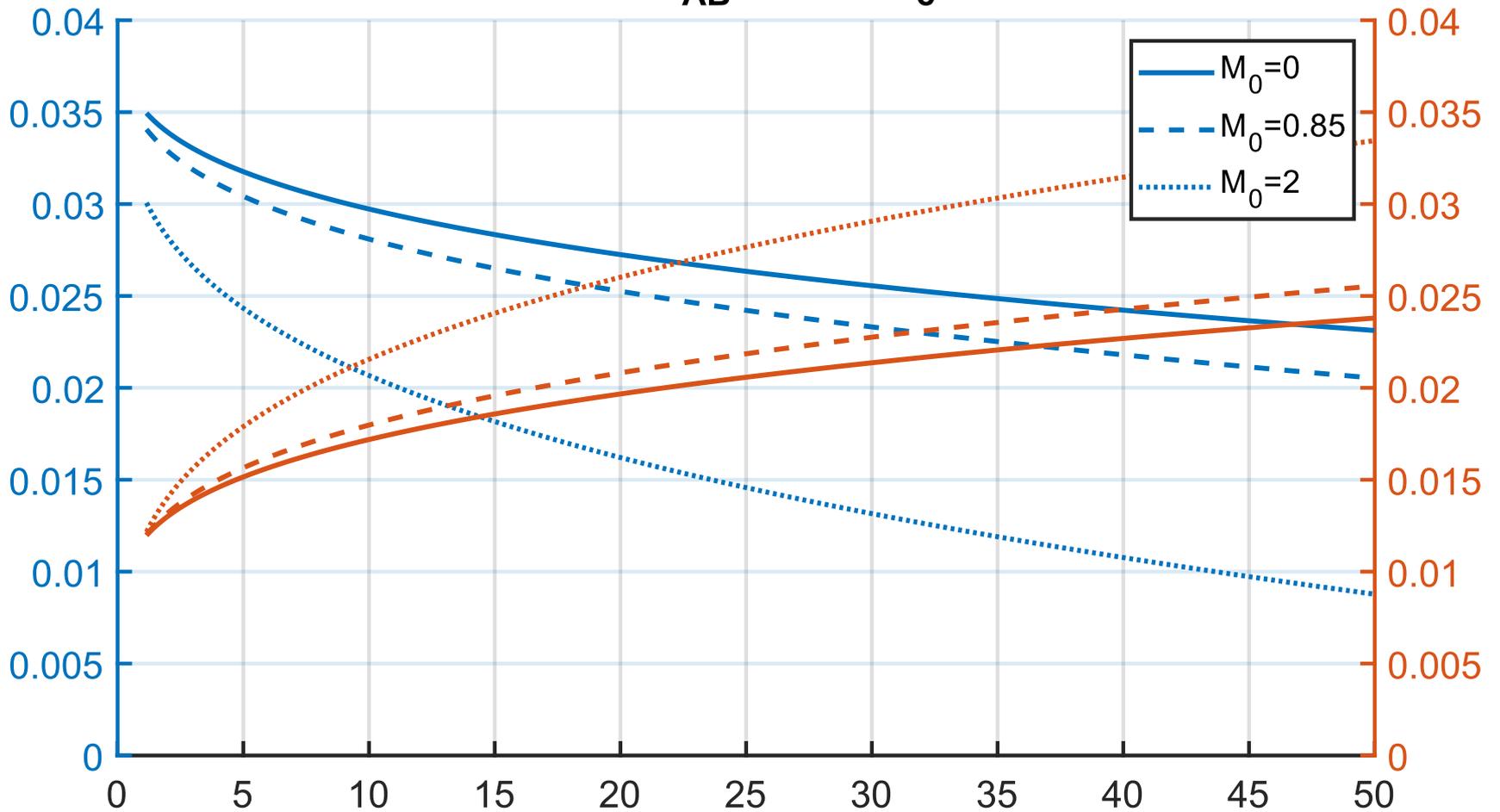


Post Bruciatore

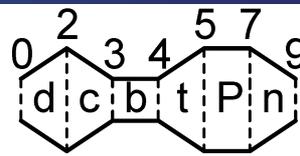


$$T_{t4} = 1750K, T_{t7} = 2250K, T_0 = 250K, Q_R = 42,800kJ/kg$$

f and f_{AB} versus π_c



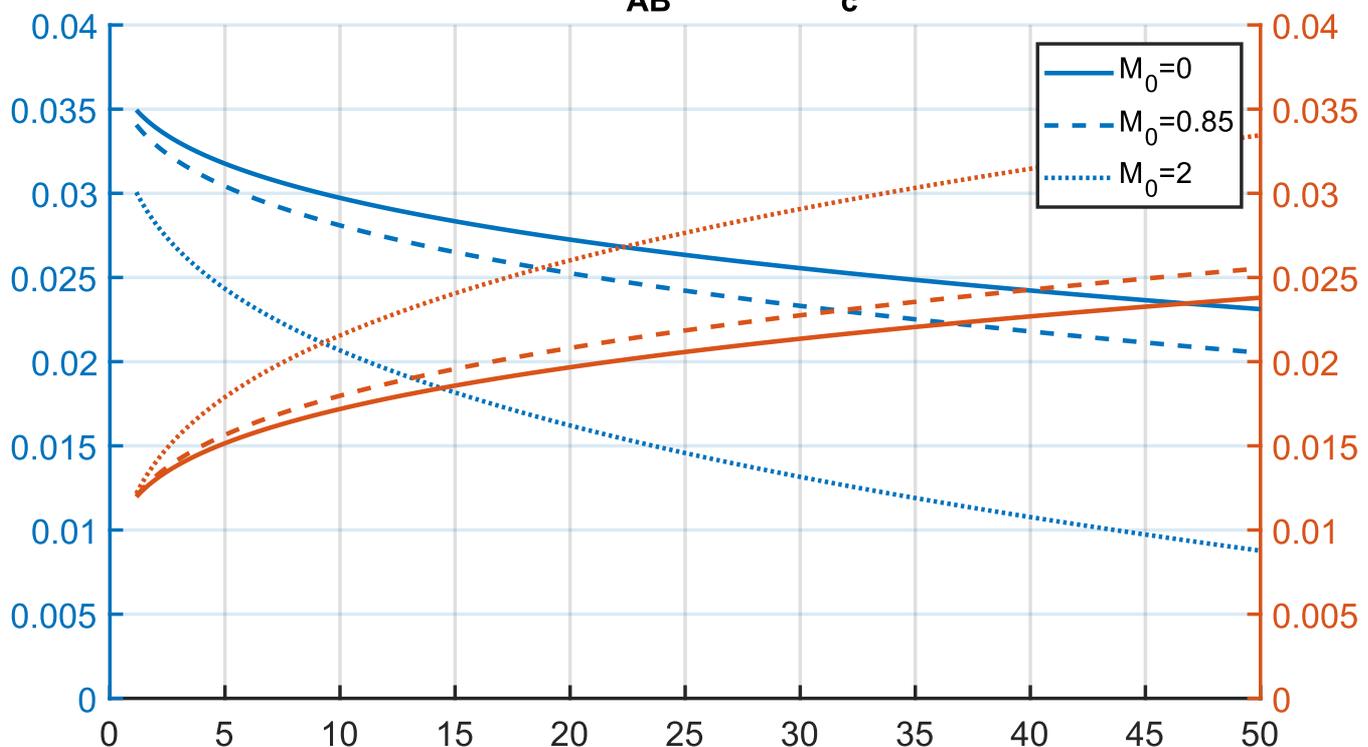
Post Bruciatore

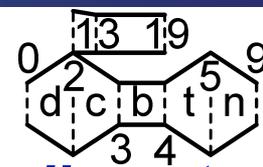


Aumentando il rapporto di compressione:

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

f and f_{AB} versus π_c

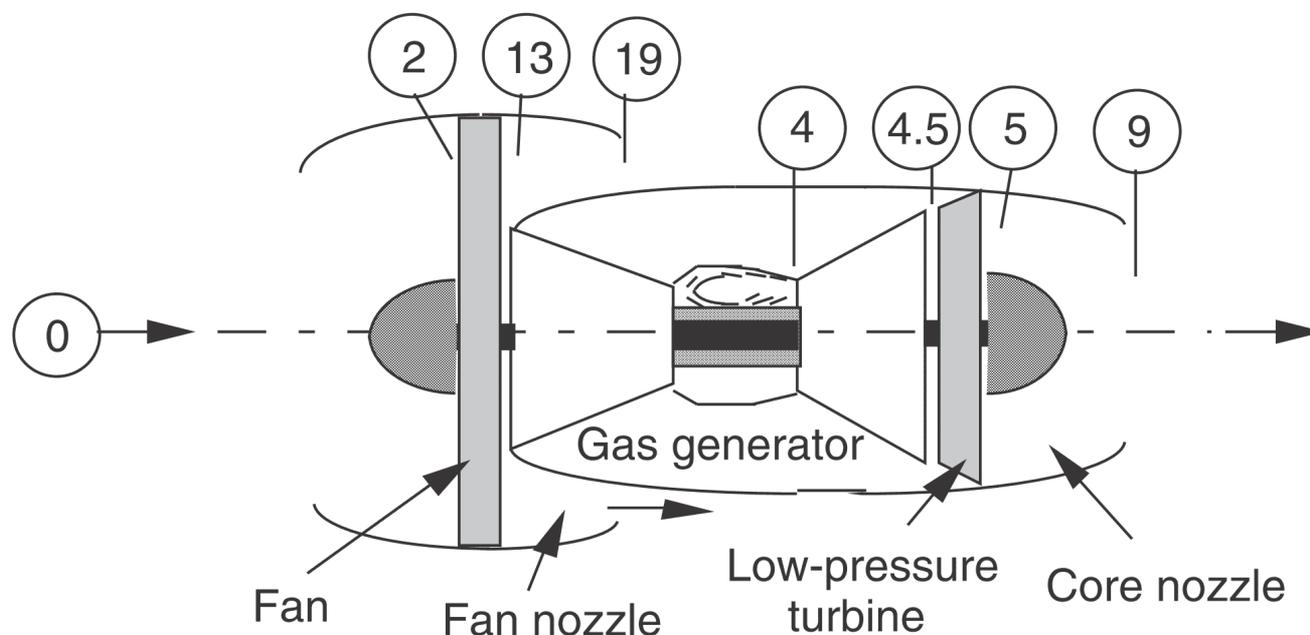




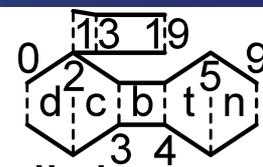
Turbofan

Il principio del **turbofan** è 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**.



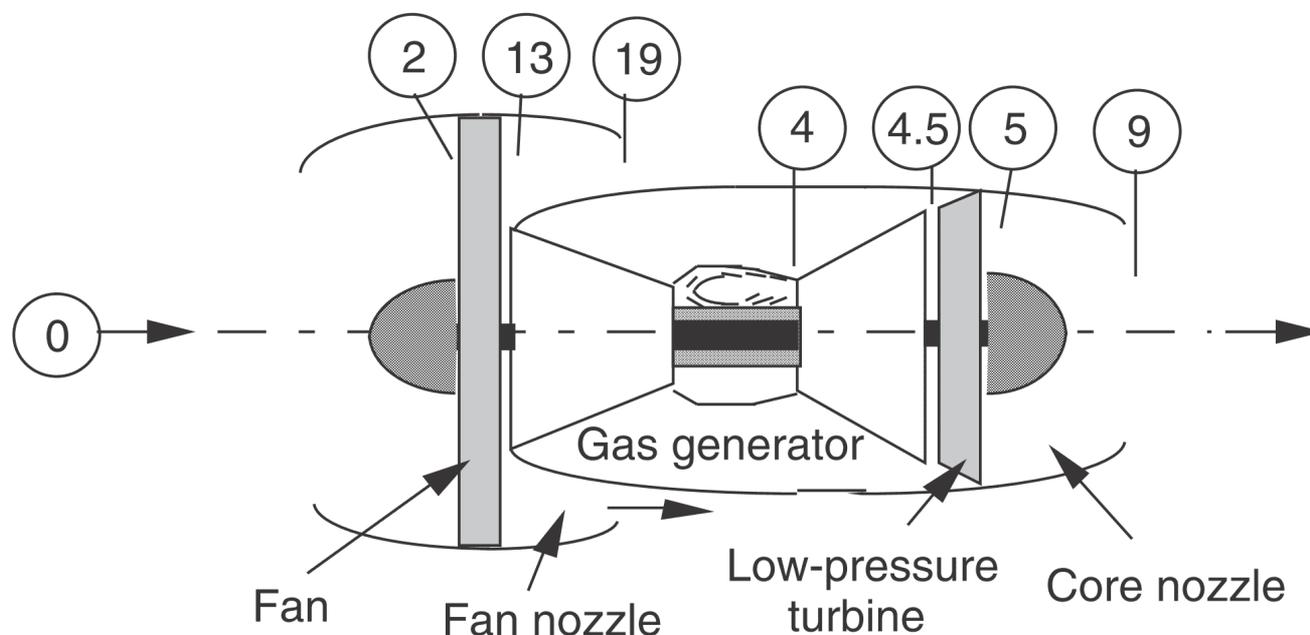
Turbofan

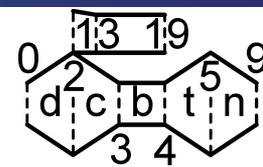


Normalmente il fan è collegato ad una seconda turbina di bassa pressione con un **sistema a doppio albero** (double spool). Le velocità angolari dei due alberi sono diverse e le indicheremo con: N_1 ed N_2 .

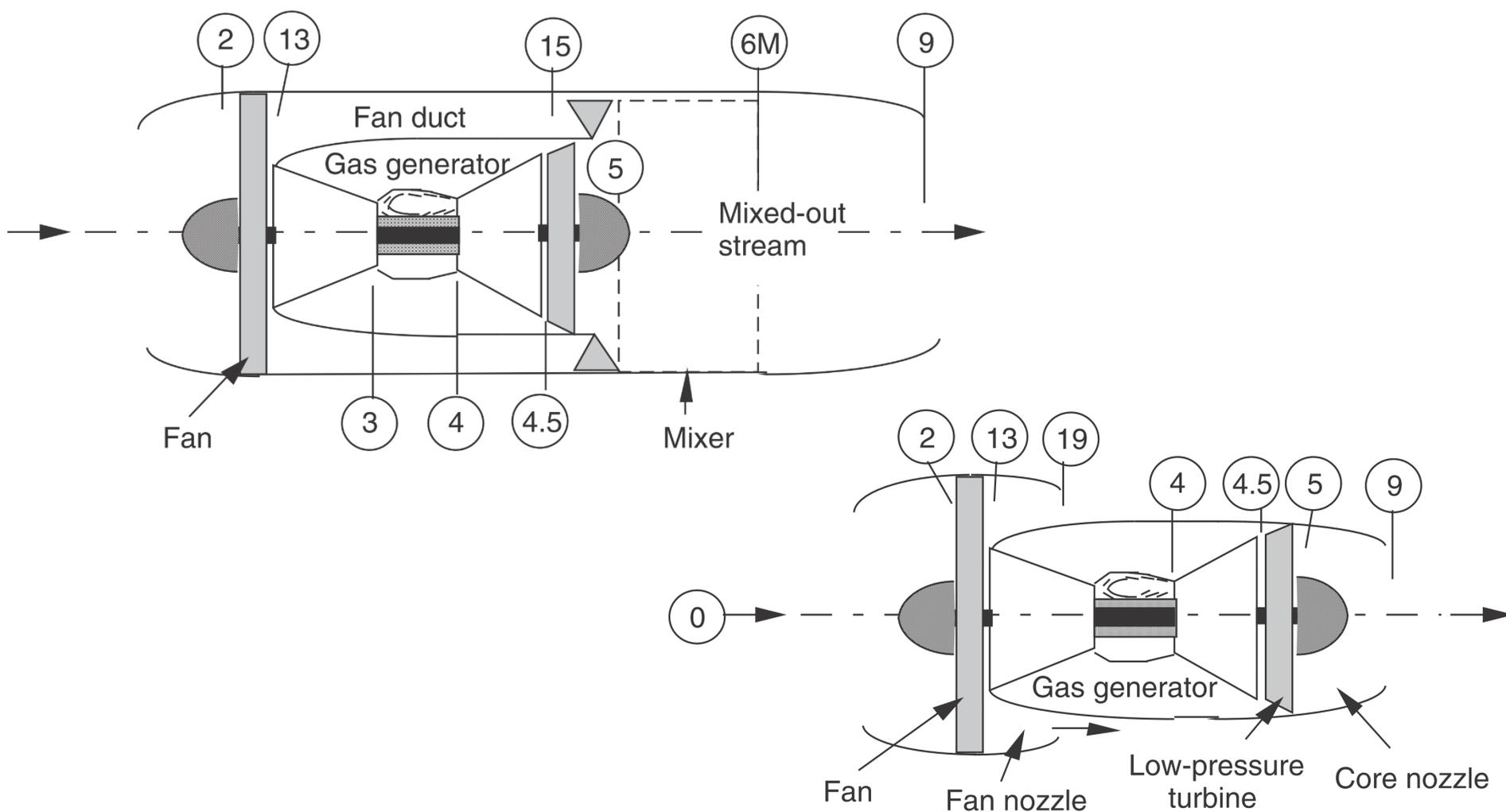
Due nuovi parametri caratterizzano il turbofan:

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

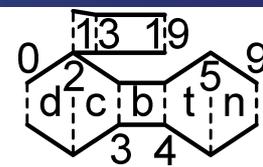




Il flusso secondario può essere **miscelato** a valle in un mixer oppure si può avere anche un motore a **flussi separati**.



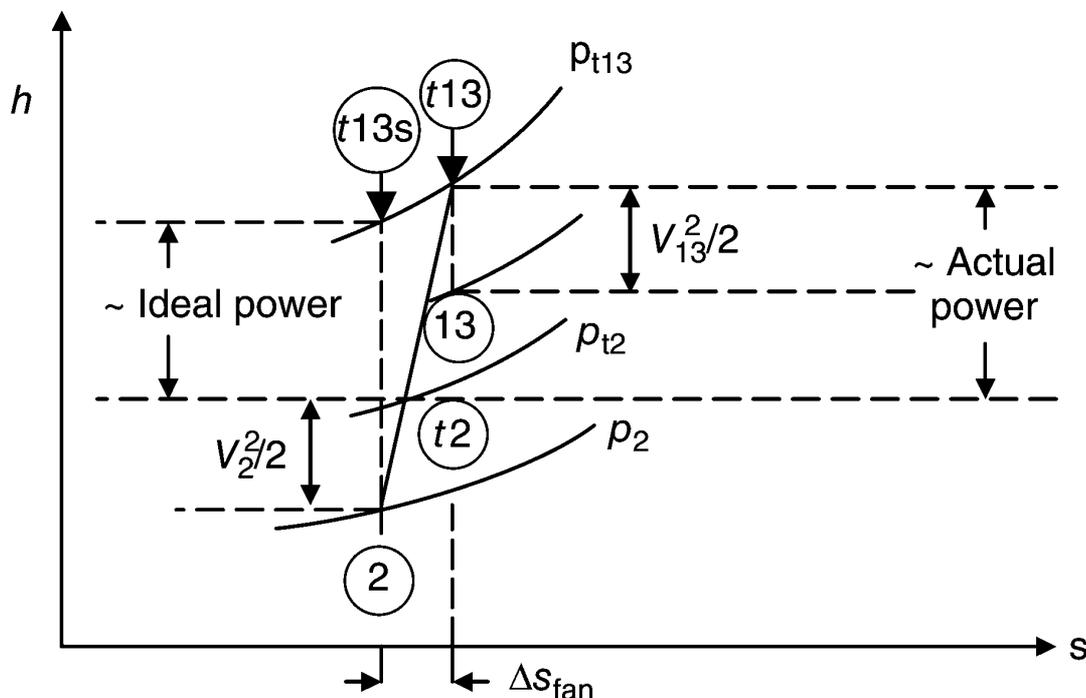
Turbofan a flussi separati

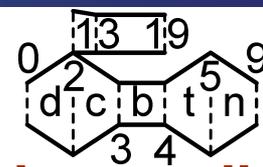


Il **fan** in prima approssimazione può essere **schematizzato** come un **compressore**:

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

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





Turbofan a flussi separati

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

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

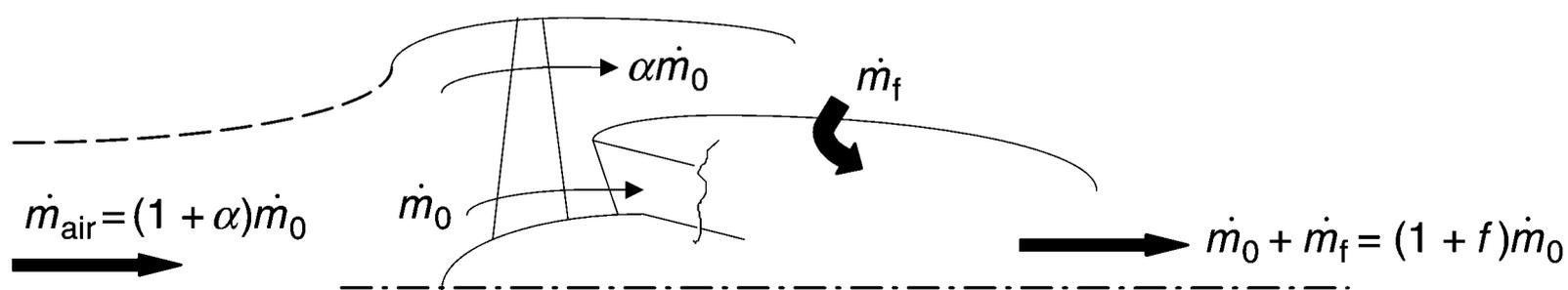
Ovvero in forma adimensionale:

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

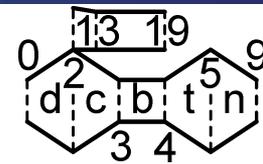
~~$$\eta_m (1 + f) (1 - \tau_t) \tau_\lambda = \tau_r [(\tau_c - 1) + \alpha (\tau_f - 1)]$$~~

quindi:

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



Turbofan a flussi separati



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

Evidentemente questa equazione non ha senso se τ_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 α o π_f che comportano un funzionamento impossibile.

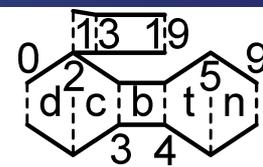
L'equazione della spinta diventa:

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

con:

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





Turbofan a flussi separati

Dove, in modo analogo al turbogetto si ha:

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

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

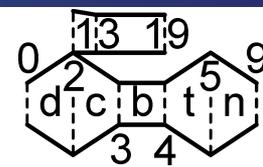
Chiaramente nel calcolo del ciclo principale si deve usare:

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

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



Turbofan a flussi separati



Il rendimento termico diventa:

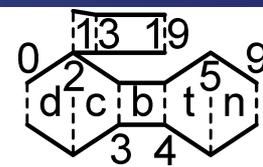
~~$$\eta_{th} = \frac{\Delta K \dot{E}}{\mathcal{P}_t} = \frac{(1 + f)V_{9,e}^2 + \alpha V_{19,e}^2 - (1 + \alpha)V_0^2}{2f Q_R}$$~~

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

dove si sono esplicitamente utilizzate le velocità effettive:

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





Turbofan a flussi separati

Il rendimento propulsivo:

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

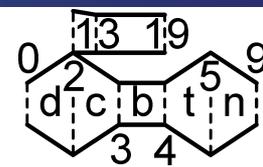
Ricordando che: $\frac{F_u}{\dot{m}_{air} a_0} = \frac{(1+f)V_9}{1+\alpha} \left(1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2}\right) + \frac{\alpha V_{19}}{1+\alpha} \left(1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_{19}}}{\gamma M_{19}^2}\right) - M_0$

$$\eta_p = \frac{2V_0 \left[(1+f)V_9 \left(1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_9}}{\gamma_9 M_9^2}\right) + \alpha V_{19} \left(1 + \frac{1 - \frac{p_0}{p_{19}}}{\gamma M_{19}^2}\right) - (1+\alpha)V_0 \right]}{(1+f)V_{9,e}^2 + \alpha V_{19,e}^2 - (1+\alpha)V_0^2}$$

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



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 :

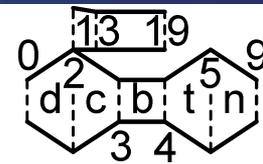
$$\eta_p \approx \frac{2V_0 [V_9 + \alpha V_{19} - (1+\alpha)V_0]}{V_9^2 + \alpha V_{19}^2 - (1+\alpha)V_0^2}$$

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

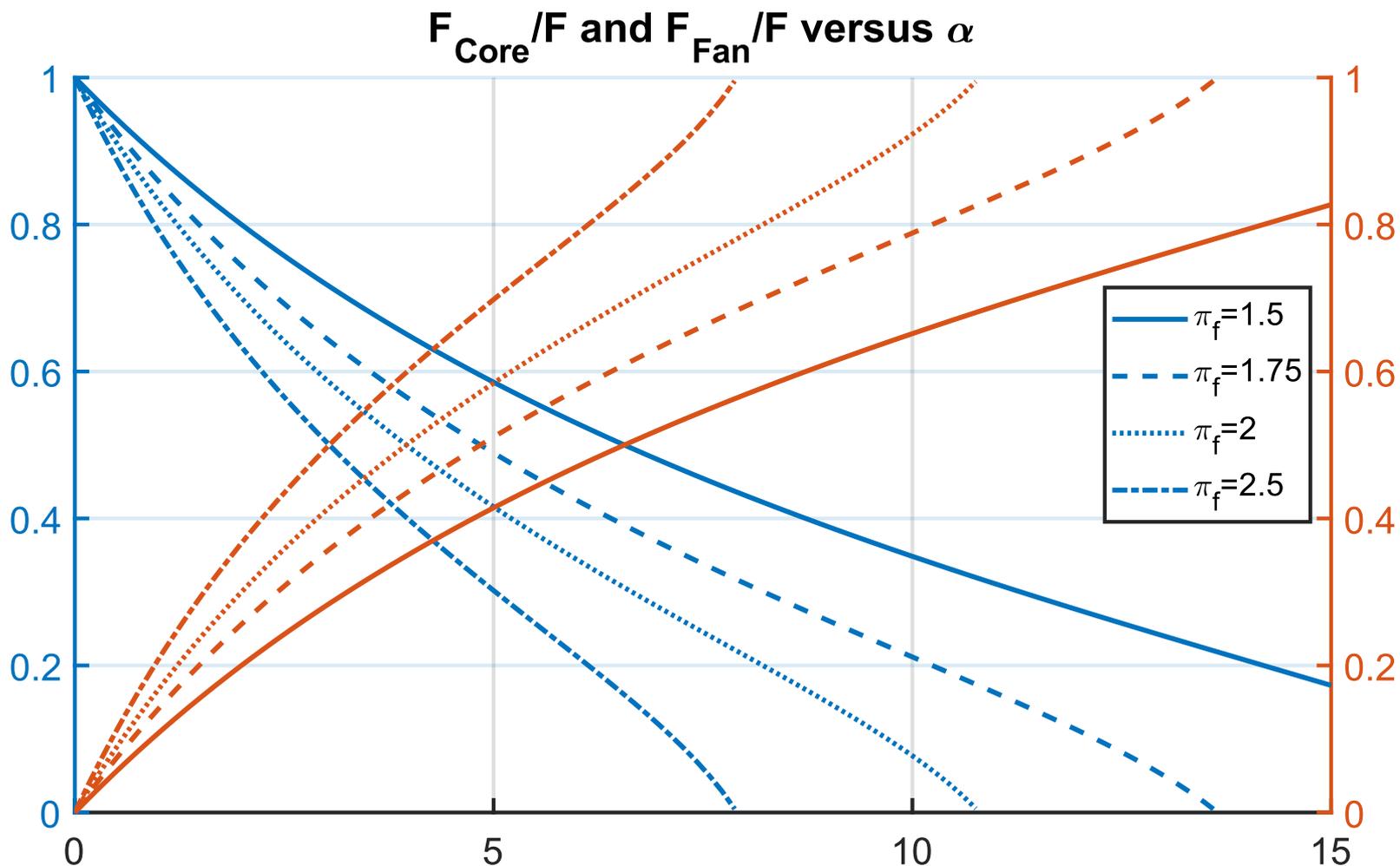
$$\eta_p \approx \frac{2V_0 [V_9 - V_0]}{V_9^2 - V_0^2} = \frac{2}{1 + \frac{V_9}{V_0}}$$



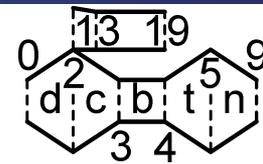
Turbofan a flussi separati



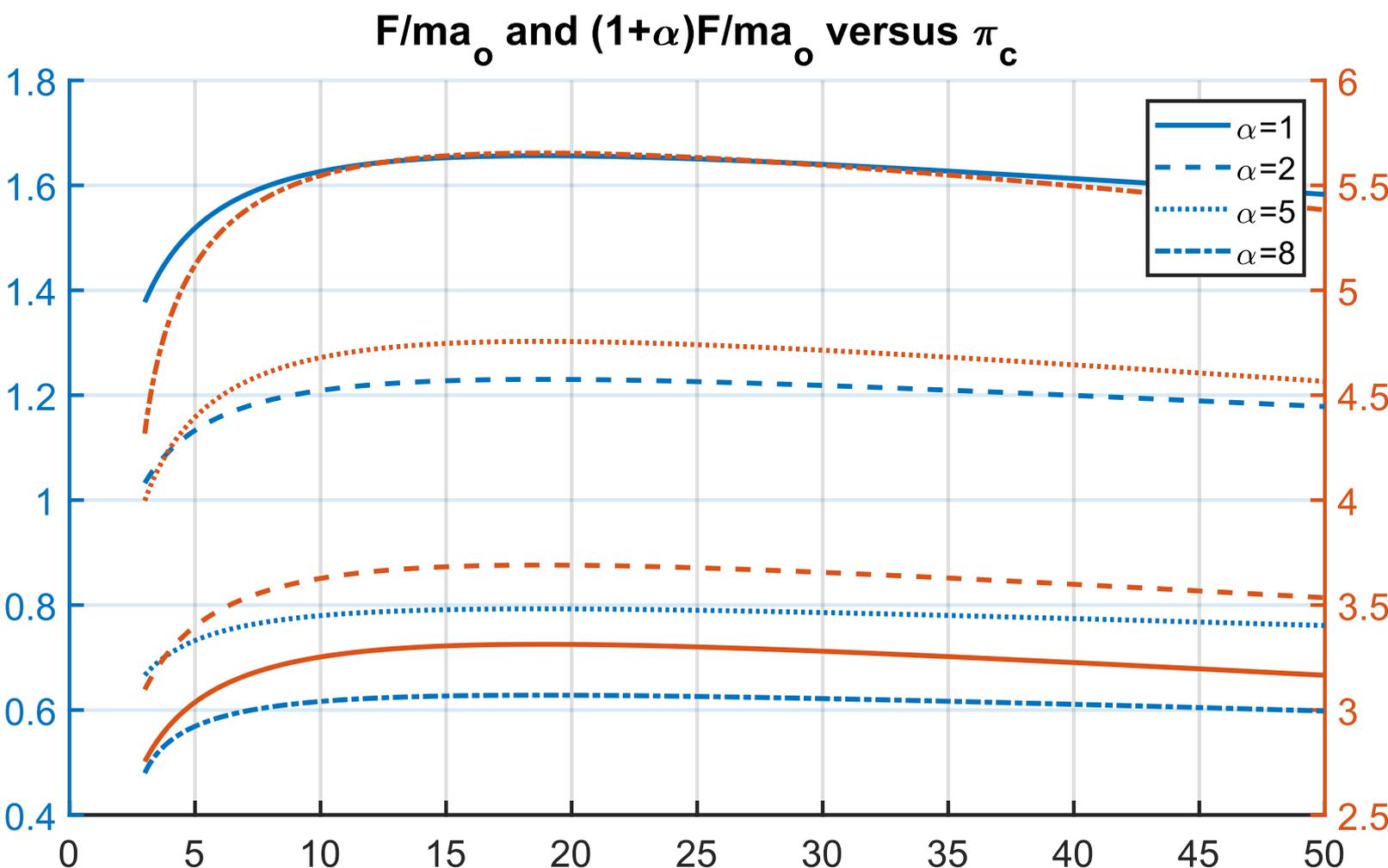
$$M_0 = 0.85, T_0 = 250K, T_{t4} = 1750K, Q_R = 42,800kJ/kg$$



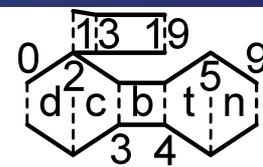
Turbofan a flussi separati



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

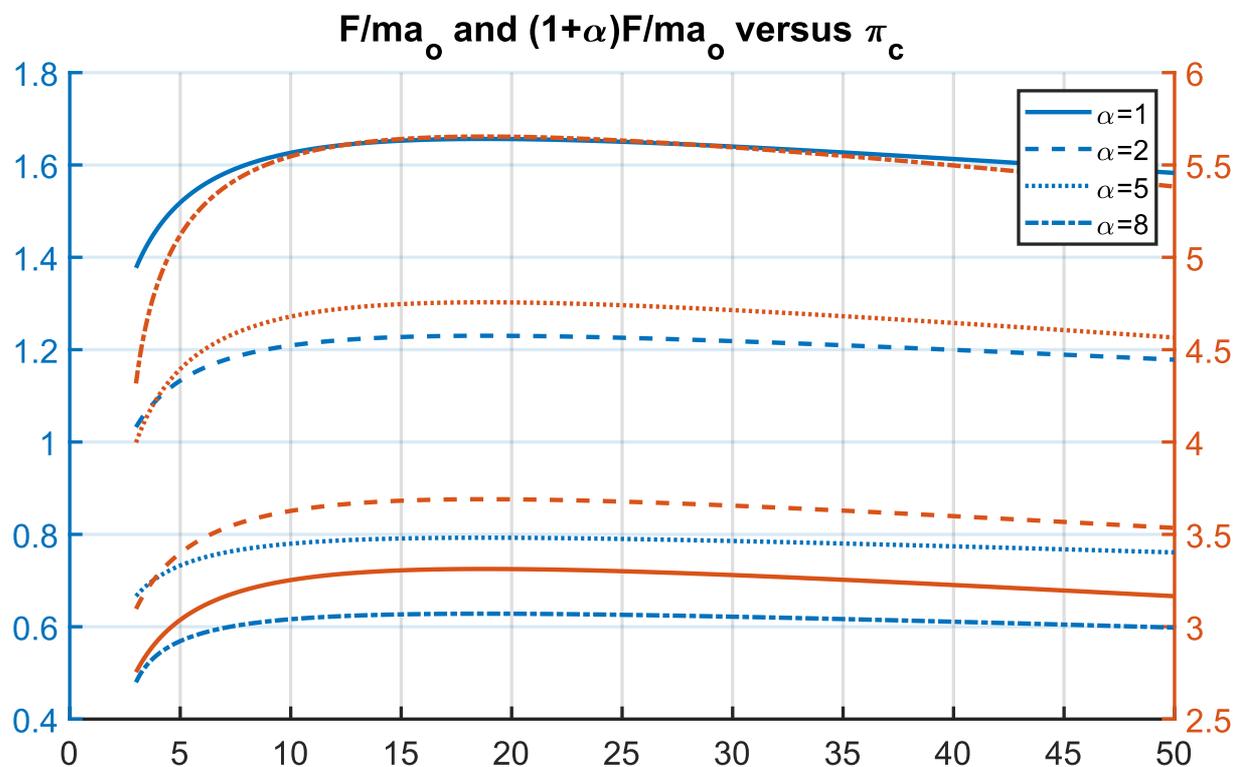


Turbofan a flussi separati

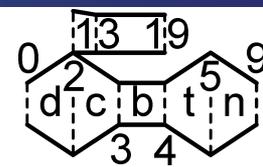


Dalla figura si nota:

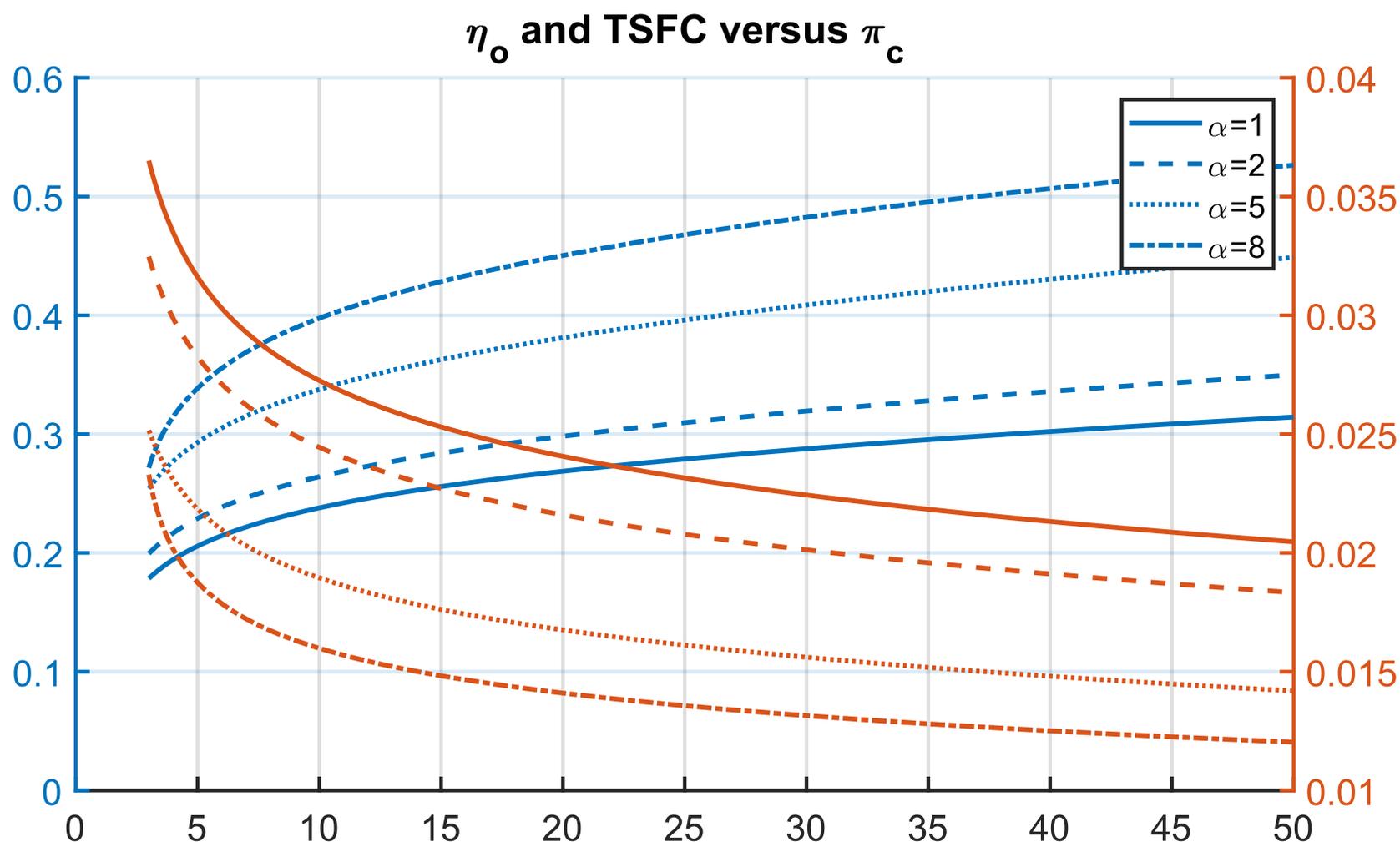
- Per $\pi_c > 10$ la spinta è quasi costante, in particolare, all'aumentare del rapporto di bypass;
- La spinta specifica diminuisce all'aumentare di α . Come mostrato in figura la normalizzazione penalizza il turbofan;



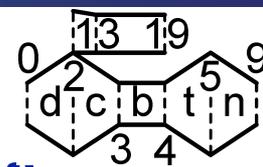
Turbofan a flussi separati



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

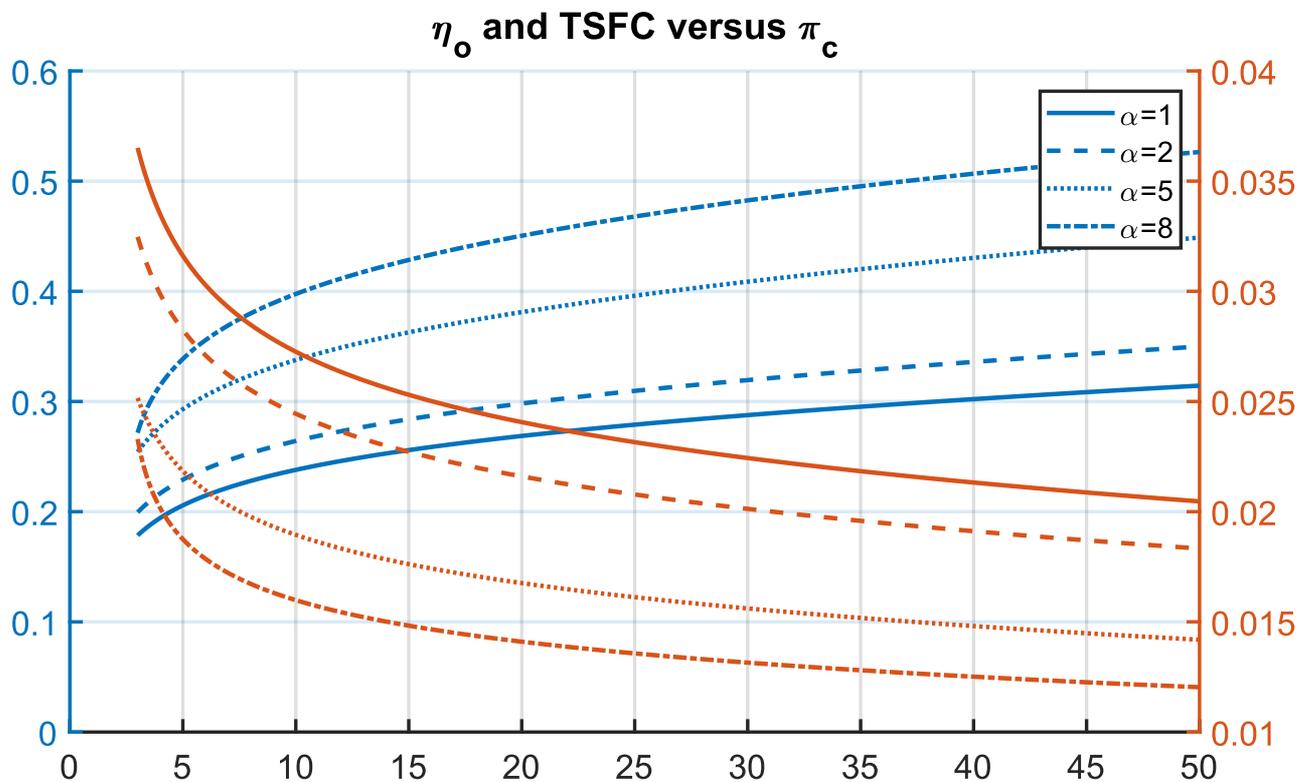


Turbofan a flussi separati

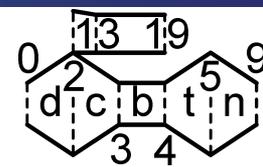


Dalla figura si nota che per i rapporti di pressione **mostrati in figura**:

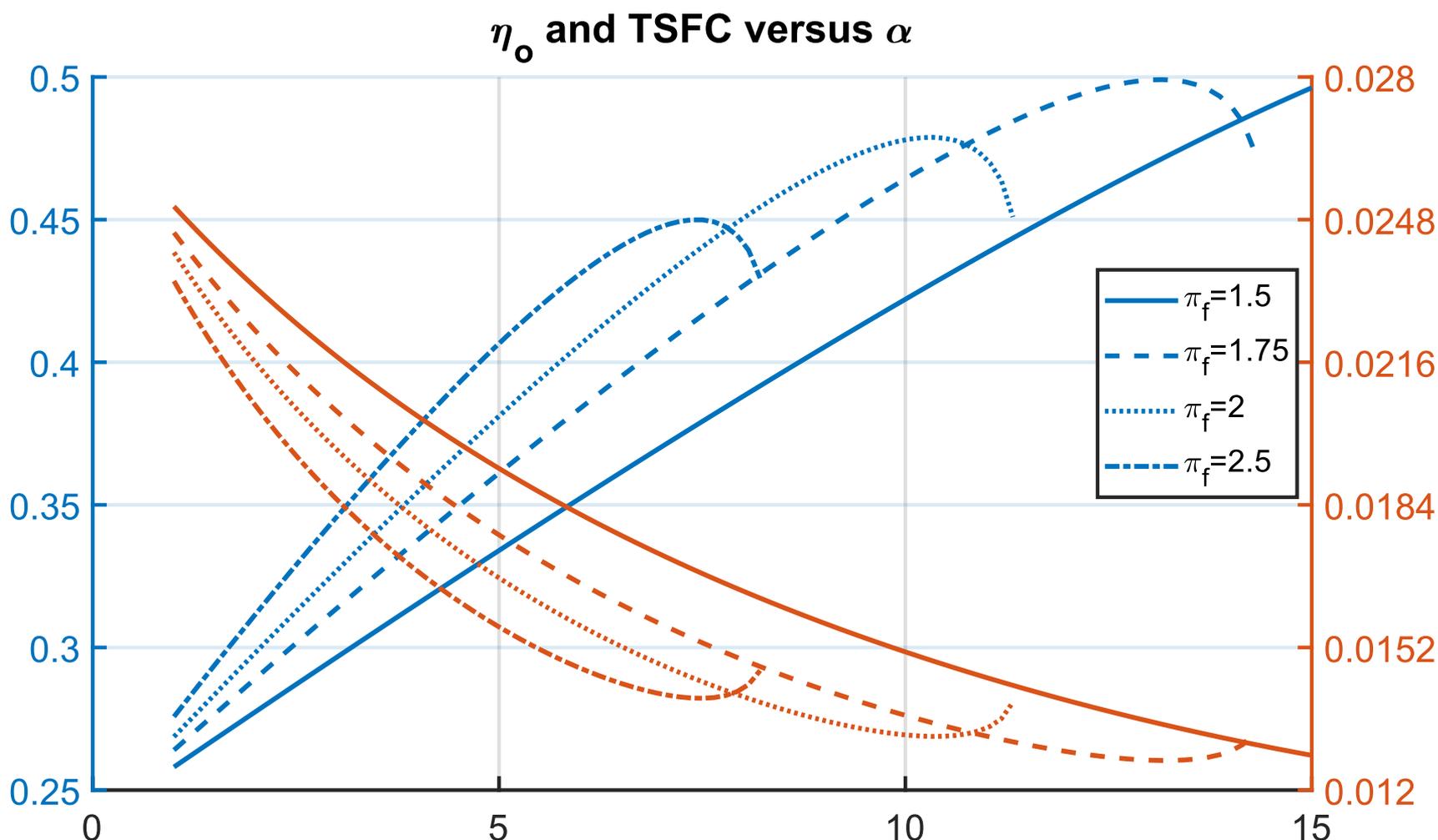
- Il consumo diminuisce con π_c e, coerentemente, il rendimento aumenta (per un aumento del rendimento termico);
- Un comportamento simile si ha anche all'aumentare di α (per un aumento del rendimento propulsivo).



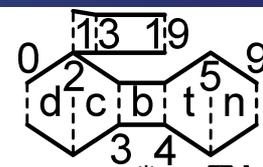
Turbofan a flussi separati



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

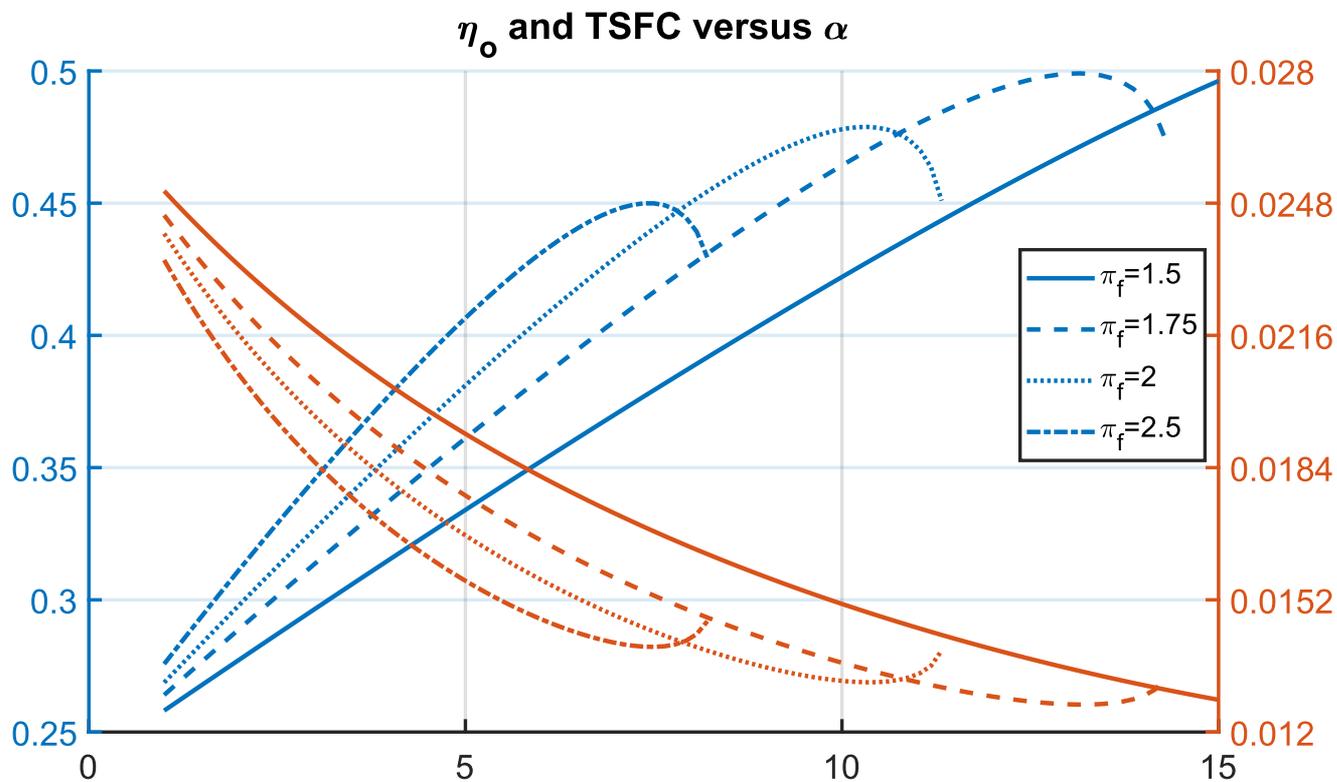


Turbofan a flussi separati

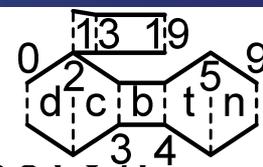


Dalla figura si nota che esiste un **rapporto di bypass ottimo** α^* . Si può dimostrare che:

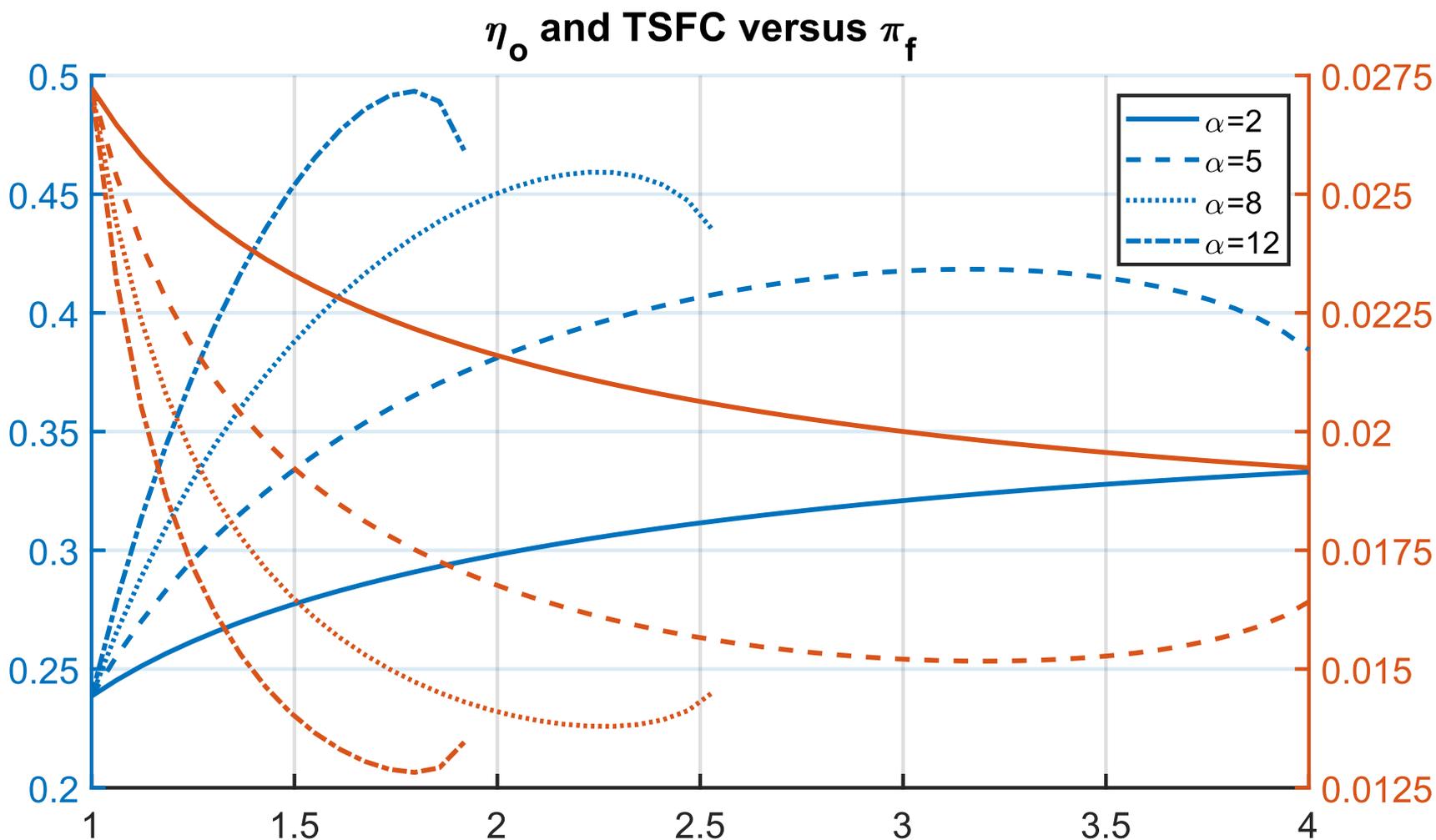
$$\alpha^* = \frac{1}{\tau_r(\tau_f - 1)} \left[\tau_\lambda - \tau_r(\tau_c - 1) - \frac{\tau_\lambda}{\tau_r\tau_c} - \frac{1}{4} \left(\sqrt{\tau_r\tau_f - 1} + \sqrt{\tau_r - 1} \right)^2 \right]$$

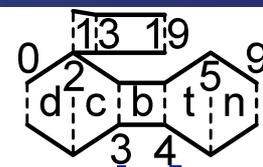


Turbofan a flussi separati



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

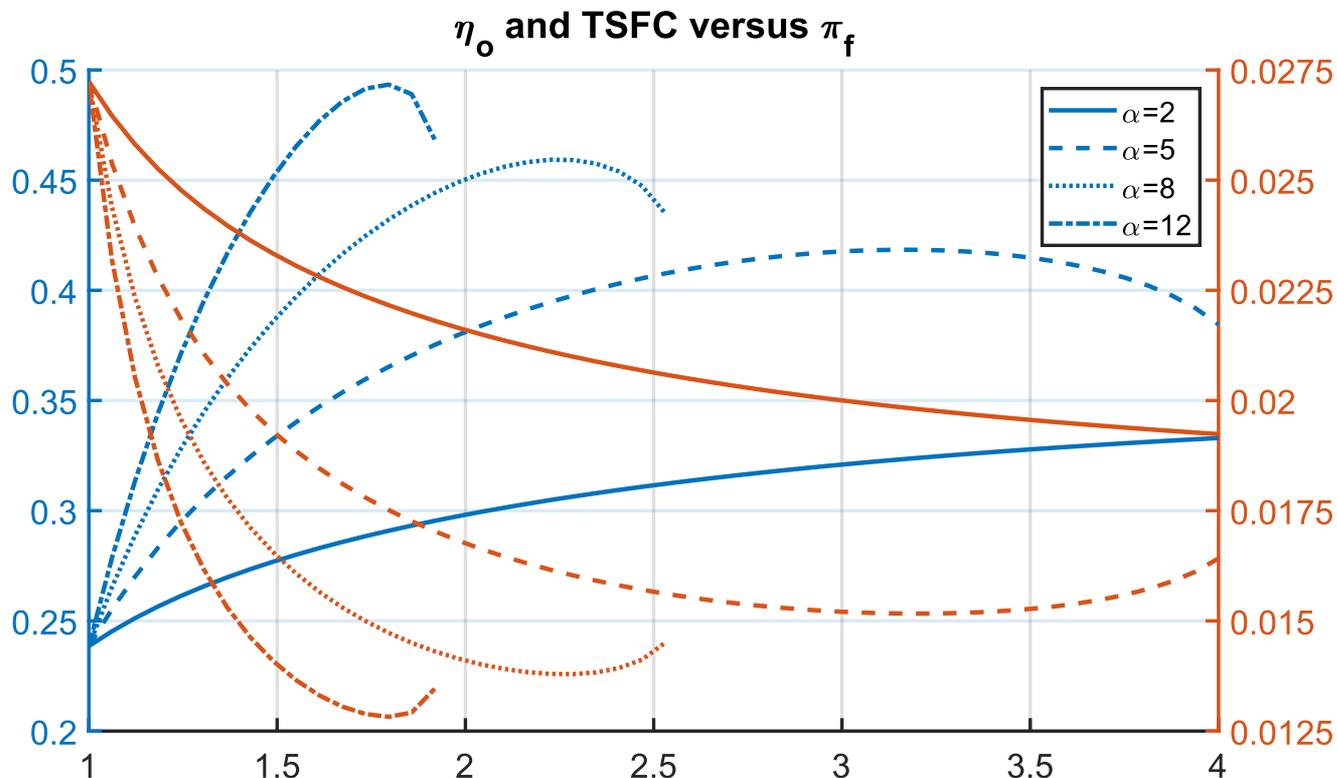




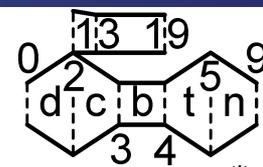
Turbofan a flussi separati

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

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



Turbofan a flussi separati

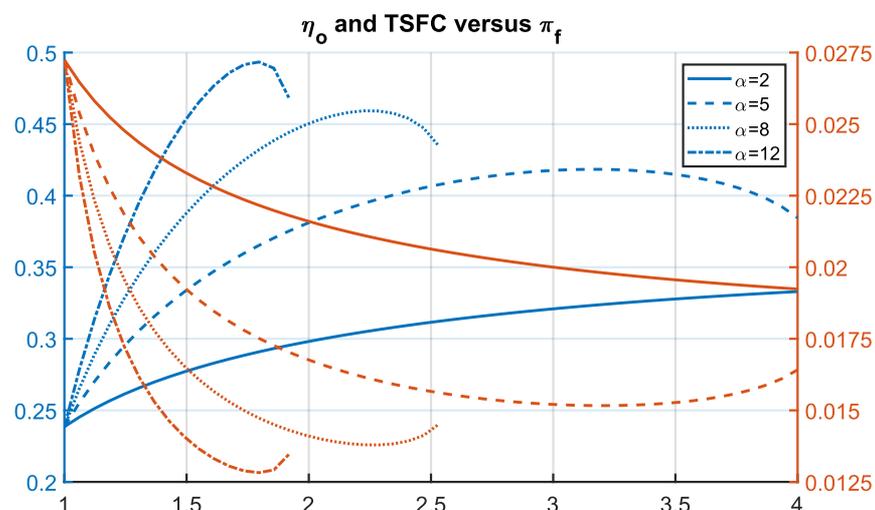
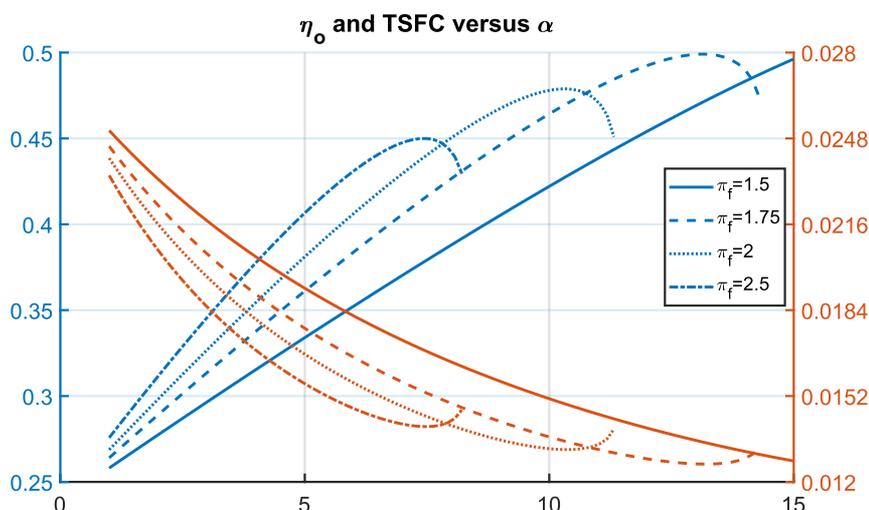


Non si riesce a lavorare con entrambi i valori ottimali. Infatti per $\alpha = \alpha^*$ si ha:

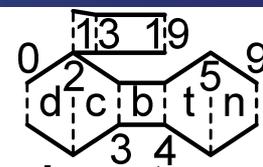
$$\frac{V_9 - V_0}{V_{19} - V_0} = \frac{1}{2}$$

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

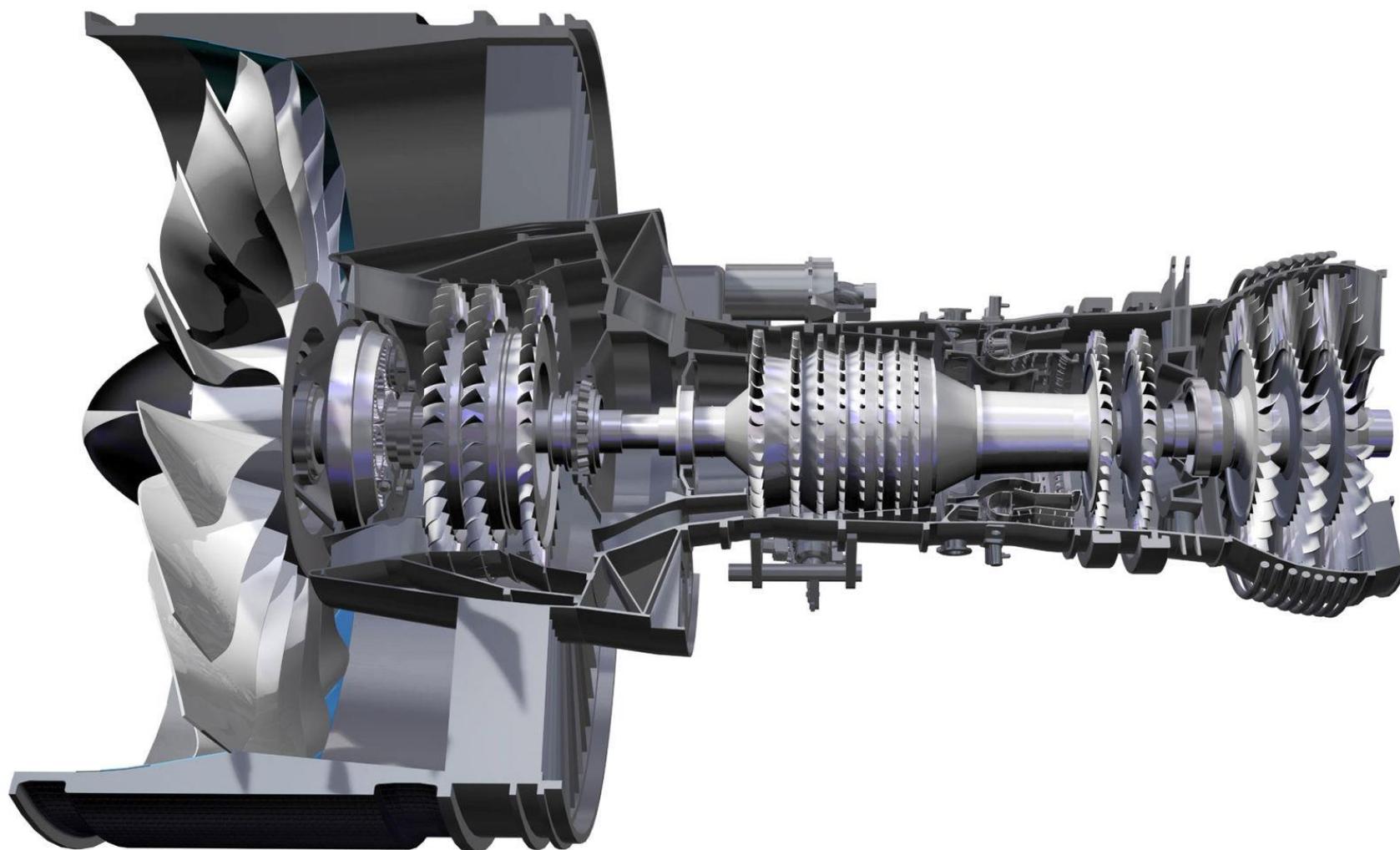
$$V_9 = V_{19}$$



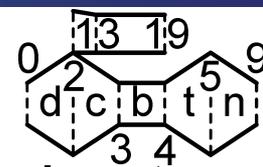
Turbofan a flussi separati



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

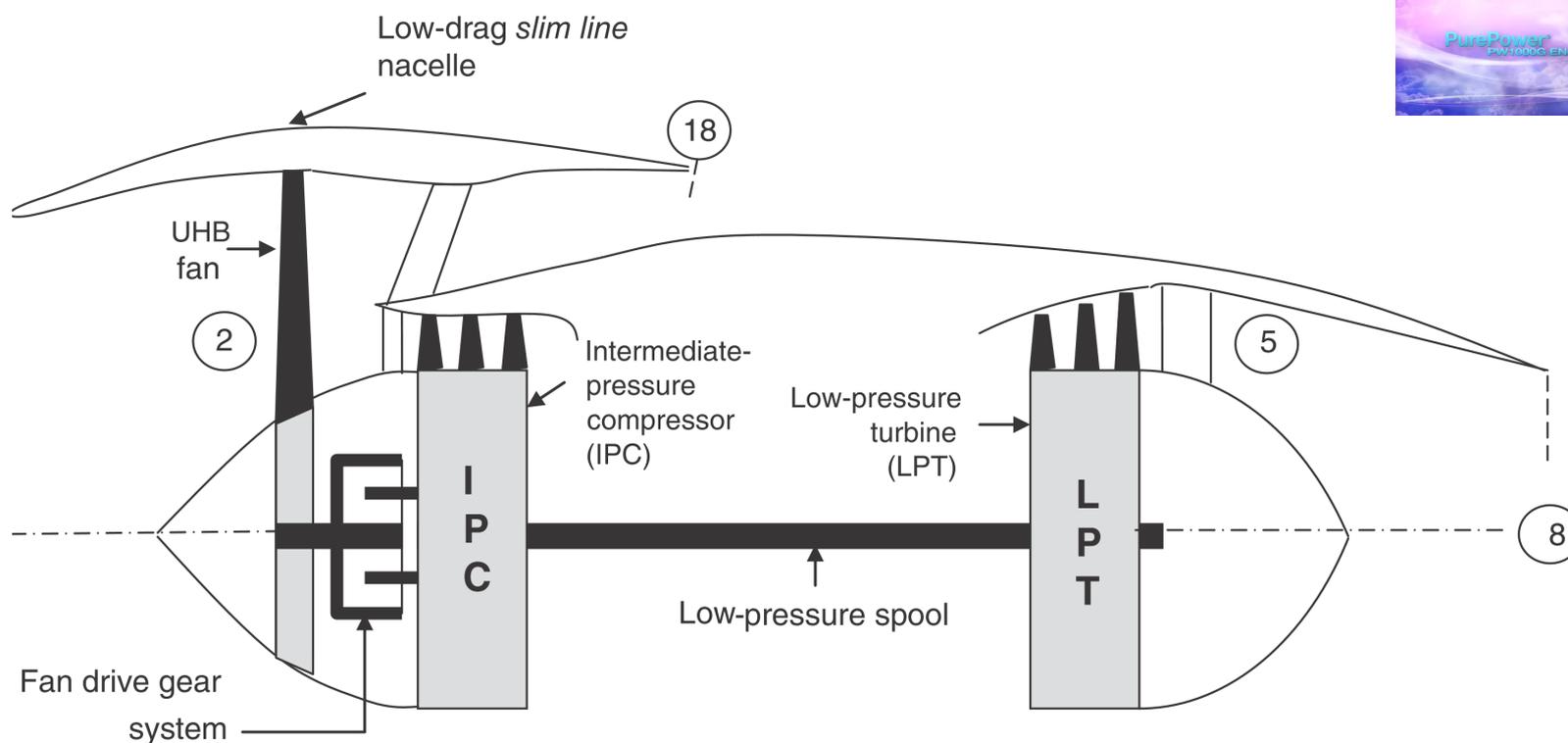


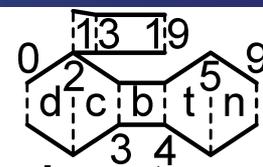
Turbofan a flussi separati



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.





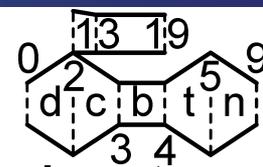
Turbofan a flussi separati

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.

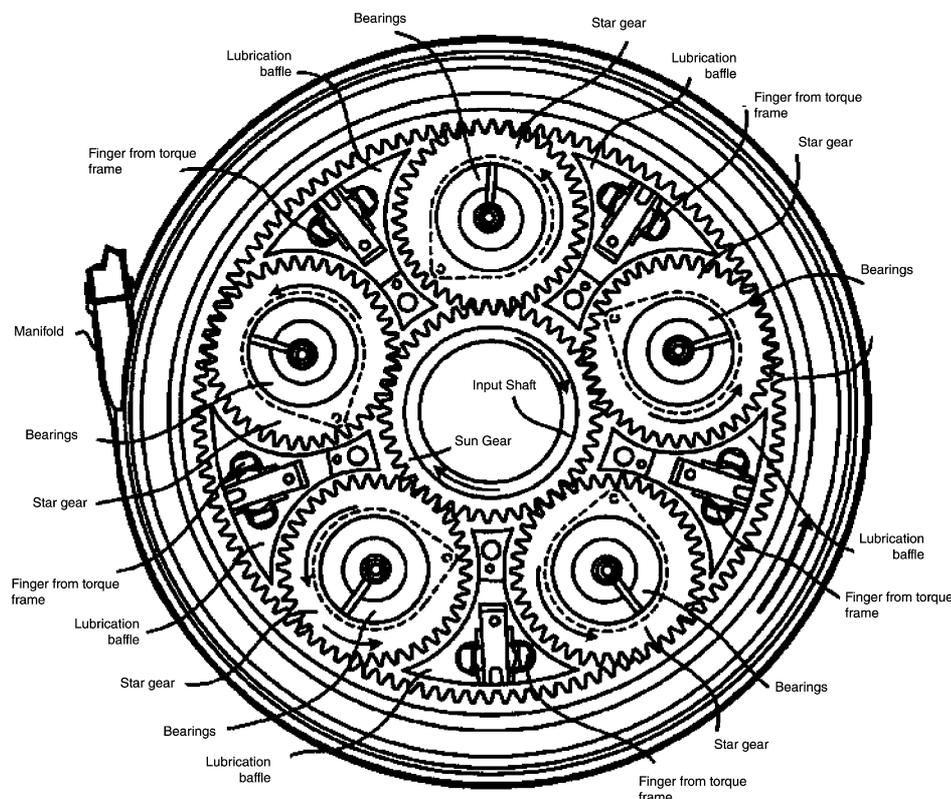
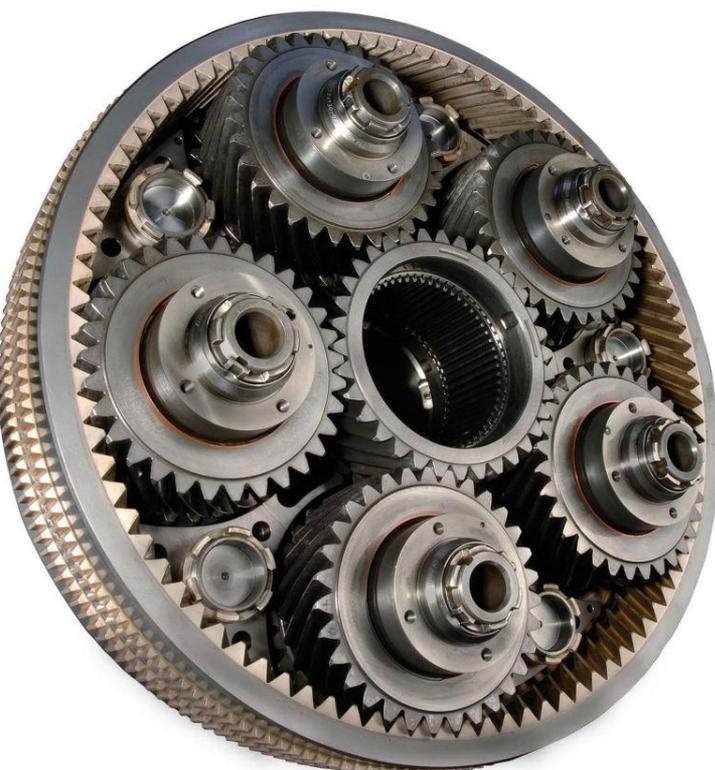


Turbofan a flussi separati

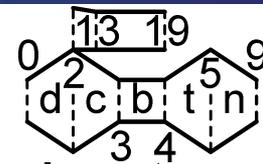


I turbofan che hanno un rapporto di by pass particolarmente elevato e vengono chiamati **Ultra-High-Bypass** Turbofan (UHB).

- 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.

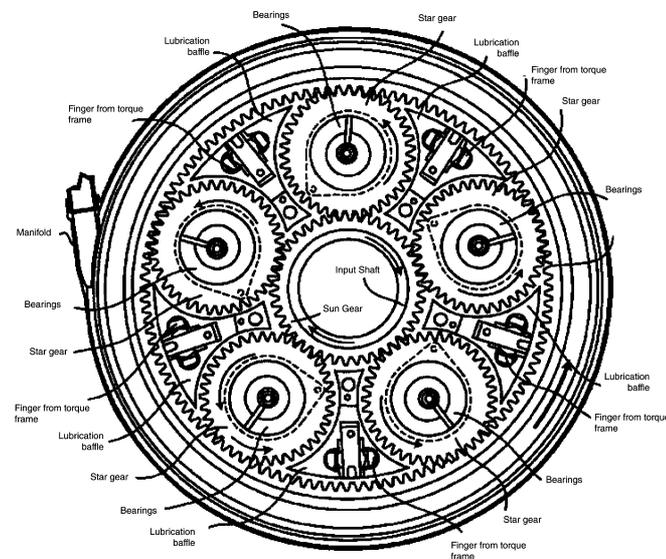
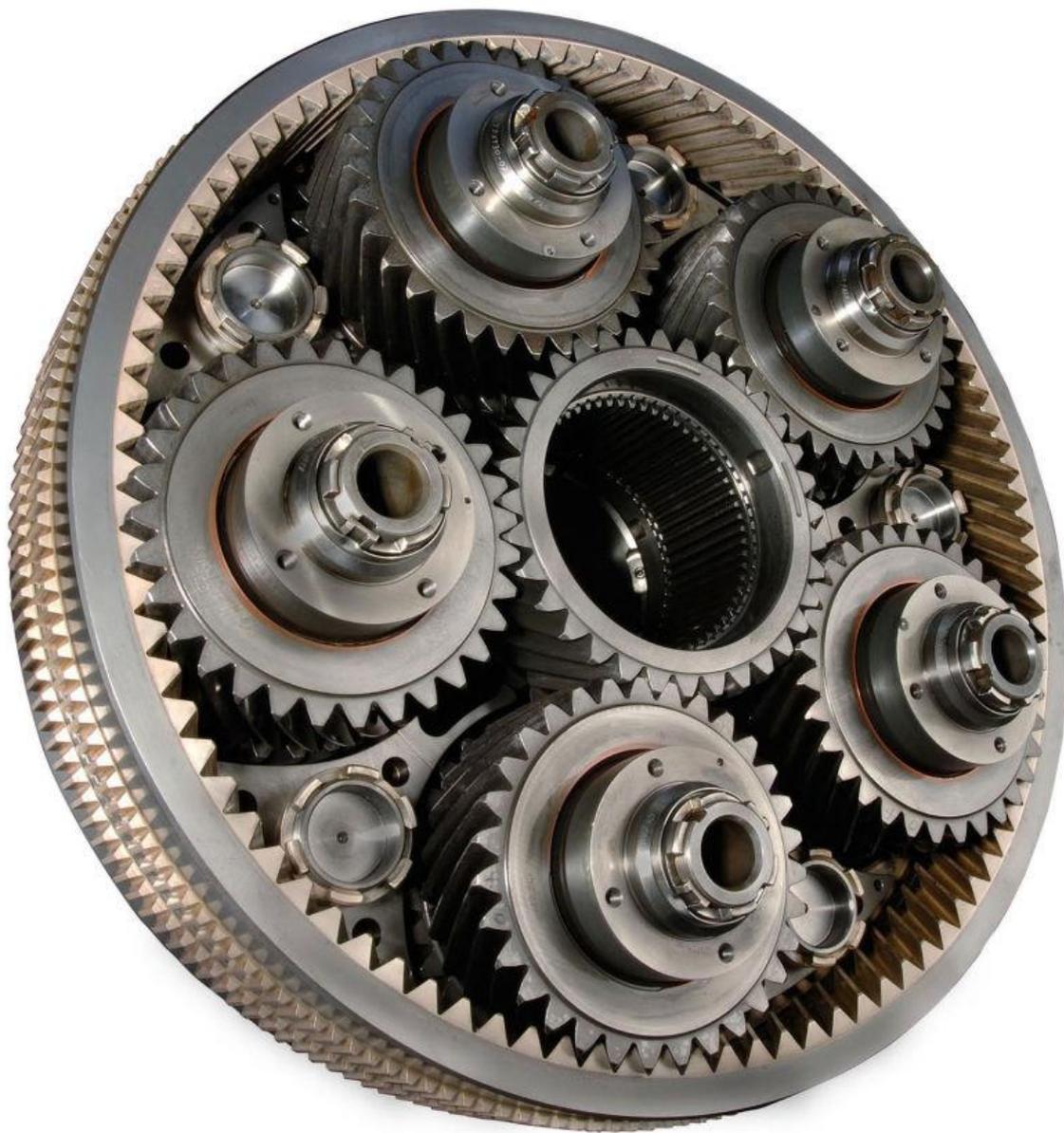


Turbofan a flussi separati

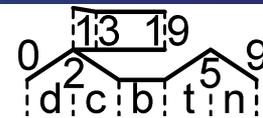


is particolarmente elevato e ofan (UHB).

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

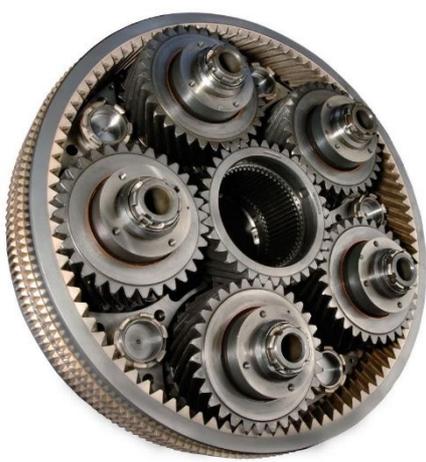
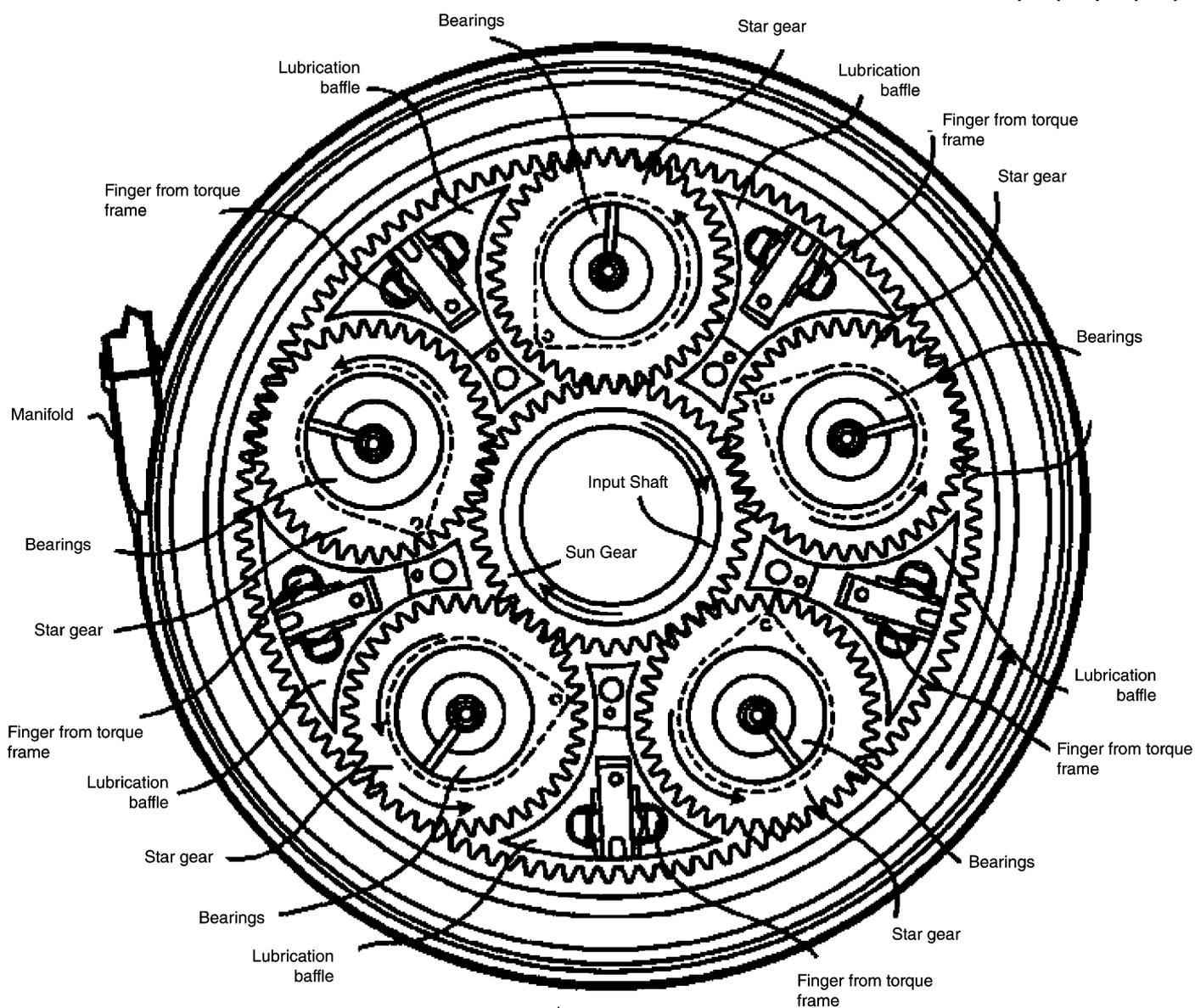


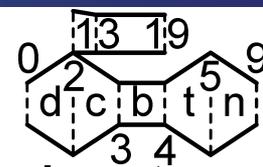
Turbofan a flussi separati



I turbofan che hanno vengono chiamati

- 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.

