



centroappunti.it

CORSO LUIGI EINAUDI, 55/B - TORINO

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 2592A

ANNO: 2025

A P P U N T I

STUDENTE: Andrea Forno

MATERIA: Motori per Aeromobili - 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 STUDENTI E NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.

Sommario

1. Richiami.....	3
1.1 Spinta	3
1.1.1 Spinta netta standard	5
1.1.2 Stream Force e Dinalpia	6
1.1.3 Calcolo della spinta nella standard	6
1.1.4 Spinta massima con ugello adattato	7
1.1.5 Resistenza addizionale.....	8
1.2 Costo della spinta	10
1.2.1 Studio del ciclo termodinamico.....	11
1.2.2 Calcolo del costo della spinta	13
2.Prese d'aria	17
2.1 Introduzione e prestazioni	17
2.1.1 Diagramma T-S di una presa reale.....	17
2.2 Efficienze.....	18
2.2.1 Ram Efficiency	18
2.2.2 Efficienza adiabatica.....	19
2.2.3 Efficienza cinematica.....	19
2.2.4 Coefficiente di portata	20
2.3 Prese d'aria supersoniche a compressione esterna: Presa di Pitot.....	21
2.3.1 Funzionamento On-Design.....	21
2.3.2 Funzionamento Off-Design	22
2.3.3 Valutazione delle perdite in volo subsonico	25
2.4 Prese d'aria supersoniche a compressione esterna: Presa d'aria con rampa piana prominente.....	27
2.4.1 Condizioni On-Design.....	28
2.4.2 Condizioni Off-Design	29
2.4.3 Buzz Instability.....	32
2.5 Prese a rampa piana prominente con più rampe	33
2.6 Prese d'aria supersoniche con compressione interna: presa convergente-divergente.....	34
2.6.1 Funzionamento isoentropico (CD)-On Design.....	34
2.6.2 Funzionamento Innescato-Disinnescato	36
2.6.3 Metodi per innescare la presa	39
2.6.4 Funzionamento e prestazioni Off-Design.....	41
2.7 Prese d'aria supersoniche a compressione mista.....	49
2.7.1 Controllo della presa.....	50
2.7.2 Confronto tra le prestazioni	51
2.8 Prese d'aria subsoniche	51
2.8.1 Dimensionamento della carenatura.....	53

2.8.2 Andamento tra A_{MAX} e Φ_d	55
2.9 Buzz Instability.....	56
2.9.1 Little Buzz	57
2.9.2 Big Buzz	57
2.9.3 Metodi per evitarli	58
2.10 Distorsione.....	59
2.10.1 Distorsione dinamica	61
2.10.2 Soluzioni per la distorsione	61
2.10.3 Effetto dell'incidenza.....	61
3. Combustori.....	63
3.1 Mappa del combustore	63
3.2 Requisiti.....	64
3.3 Architettura di un combustore	67
3.3.1 Tipologie di main burner	68
3.3.2 Postcombustori	69
3.4 Diffusore.....	70
3.4.1 Fair diffuser	70
3.4.2 Dump diffuser.....	71
3.4.3 Soluzione utilizzata.....	71
3.5 Liner	72
3.5.1 Primary Zone	72
3.5 Processo di combustione	73
3.5.1 Approccio termodinamico	74
3.5.2 Approccio della cinetica chimica.....	75
3.5.3 Design del combustore	78
3.6 Cooling.....	82
3.7 Aerodinamica	82
3.8 Temperature transverse quality e lunghezza del combustore	83
3.9 Iniettori di Fuel.....	84
3.10 Emissioni.....	85
4. Funzionamento e prestazioni Off-Design.....	88
4.1 Analisi dimensionale	89
4.2 Esempio 1: turboshaft.....	89
4.3 Grandezze corrette	91
4.4 Esempio 2: turbojet.....	92
4.5 Dipendenza dalle condizioni ambiente.....	93
4.6 Introduzione allo studio dei casi Off-Design	94
5 Turboshaft	95

5.1 On Design.....	95
5.2 Monoalbero Off-Design	96
5.2.1 Mappa Turbina-Ugello	99
5.2.2 Linee Iso-Temperatura massima sulla mappa del compressore.....	101
5.2.3 Potenza corretta al variare di una manetta e a Mach di volo fissato.....	102
5.3 Bialbero Off-Design	104
5.3.1 Variazione dei giri corretti della turbina libera (vario N_{TL})	105
5.3.2 Variazione di T_3°/T_1° o $NGGT1o$	107
5.3.3 Confronto tra bialbero e monoalbero.....	109
5.3.4 Effetti della variazione del M_0 di volo.....	109
5.3.5 Prestazioni reali di propulsori turboshaft.....	110
6 Turbogetto	114
6.1 On-Design.....	114
6.2 Monoalbero Off-Design	116
6.2.1 Linee iso- T_3°/T_1° di possibile funzionamento	117
6.2.2 Accoppiamento con l'ugello e Working Line	117
6.2.3 Effetto della sezione di gola sulla Working Line.....	118
6.2.4 Spinta lorda corretta in funzione dei giri corretti.....	120
6.2.5 Spinta lorda corretta in funzione dell'EPR.....	121
6.2.6 Confronto tra i due metodi di lettura della spinta	122
6.2.7 Spinta netta standard al variare del Mach di volo.....	123
6.2.8 APPENDICE: NO ESAME Stabilità e funzionamento del TJ/TF in off-design.....	127
6.3 Bialbero Off-Design.....	128
6.3.1 Variazione prestazioni all'aumentare della sezione di gola ugello	129
6.3.2 APPENDICE: NO ESAME Ripristino della spinta in giornata calda	131
6.3.3 Miglioramento delle prestazioni del TJ	133
7. TurboFan	136
7.1 On-Design.....	137
7.2 Esempi di propulsori (No Esame)	138
7.3 Flussi separati off design.....	139
7.3.1 Bilancio di potenza all'albero di bassa pressione	140
7.2.2 Relazione tra lavoro del fan e del compressore di bassa pressione	141
7.2.3 Bilancio di potenza all'albero di alta pressione.....	141
7.2.4 Bypass Ratio	142
7.2.5 Prestazioni corrette	143
7.2.6 Esempi di prestazioni reali TJ e TF	144
8. Accoppiamento presa-propulsore.....	147
8.1 Mappa della presa.....	147

8.2	Accoppiamento Presa-TJ	149
8.3	Accoppiamento presa-ramjet	150
8.3.1	Ramjet OnDesign	150
9.	Jet Fuels – NO ESAME	154

1. Richiami

1.1 Spinta

Il principale motivo per cui si usano motori per aeromobili è quello di generare una spinta, atta a far muovere il veicolo nello spazio. Ciò che dunque ci domandiamo come prima cosa è come si genera la spinta?.

La risposta è attraverso la terza legge di Newton. Infatti, grazie al principio di azione e reazione sappiamo che, ad esempio, quando la ruota di un'automobile esercita una forza sul terreno, il terreno analogamente esercita la medesima forza (in direzione uguale e contraria) sulla ruota, permettendo al veicolo di muoversi.

Nei veicoli aerospaziali il funzionamento prevede che il reattore butti fuori del gas che sarà il punto di appoggio del moto, il quale a sua volta spingerà in direzione opposta il reattore.

Se considero la seconda legge di Newton la scrivo come:

$$F = m \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{m}{\Delta t} \Delta V$$

Questa esprime la forza, la spinta nel nostro caso, come direttamente proporzionale alla portata in massa e alla variazione di velocità.

A questo punto ci chiediamo di cosa abbiamo bisogno per poter realizzare questa spinta. La risposta è che abbiamo bisogno di qualcosa che possa spingere il fluido al di fuori del reattore, mediante impiego di una certa energia, nonché di un fluido operativo da poter spingere fuori.

A seconda di dove si prende il fluido operativo, si può operare una classificazione dei motori.

- Se il fluido è preso dall'esterno (principalmente aria) si parla di **esoreattori**. Essendo che il fluido lo prendiamo dall'ambiente, abbiamo tutto l'interesse nel prenderne il più possibile (è gratis!), quindi gli esoreattori sono caratterizzati da un'**alta portata in massa e bassa accelerazione del fluido operativo**, in quanto se si aumenta il MFR si diminuisce il ΔV (a parità di spinta).
- Se il fluido è preso dall'interno del reattore (propellente) si parla di **endoreattori**. Dal momento che il propellente non è preso dall'esterno (e non è gratis), abbiamo tutto l'interesse nel consumarne il meno possibile, nonché nell'imbarcarne il meno possibile (risparmio in peso), quindi gli endoreattori sono caratterizzati da **bassa portata in massa e alta accelerazione del fluido operativo**.

Abbiamo poi diversi metodi per fare sì che sia possibile generare la spinta di cui abbiamo bisogno:

- Motori alternativi che venivano usati nel passato e producevano unicamente potenza che poi veniva fornita ad un elica o ad un compressore (TermoJet)
- Turbine a gas usate attualmente che poi possono fornire potenza ad un elica (TurboShaft) o al flusso d'aria (Turbogetto, Turboprop o TurboFan)
- Nessuna turbina quindi Scramjet o Ramjet
- Endoreattori
- Composizioni di diversi motori

Noi ci occuperemo della Propulsione a getto che usa turbine a gas quindi di Turboprop, Turbogetto e di Turbofan.

Gli **esoreattori** sono caratterizzati da:

- Prestazioni che dipendono da velocità di volo e quota ambiente perché ricevono aria dall'esterno e quella modificano.
- Livello di spinta limitato perché fortemente dipendente dal livello di pressione.
- Overall pressure ratio dipendente da quota e velocità di volo. Si attesta intorno ai 40-60 bar.
- Rapporto spinta/peso limitato, nell'ordine di 10.

campo dell'aerodinamica e si calcola la spinta generata in entrambi gli ambiti sommando poi i vari contributi.

Per quanto riguarda il sistema propulsivo si adotta il concetto di **spinta netta standard**, definita come standard perché frutto di una definizione arbitraria, controllata e ragionevole della spinta. Secondo questa definizione la spinta viene calcolata come somma di spinta pre-ingresso e di spinta interna (da non confondere con la forza propulsiva ottenuta considerando il propulsore nel suo insieme di superfici interne ed esterne).

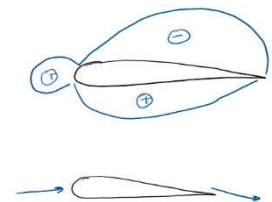
In ragione di ciò possiamo precisare ulteriormente che:

- La forza propulsiva viene detta **non installata** quando si suppone che il motore sia immerso in fluido inviscido. Viene altrimenti detta installata quando esso è in fluido viscoso.
- La forza propulsiva (installata o meno che sia) può essere del propulsore isolato se esso non ha alcuna interfaccia con altri corpi aerodinamici del velivolo (es. interfaccia propulsore-aeromobile).

1.1.1 Spinta netta standard

Usando il Teorema della QdM possiamo calcolare la Spinta Netta Standard. Esso in generale può essere applicato in due modi possibili prendendo come esempio quello che succede per un profilo alare:

- Calcolando la F aerodinamica integrando il campo di pressione dell'ala per cui $F = \int (p - p_0) \cdot n dA$
- Calcolando la F aerodinamica considerando che il flusso viene deviato dall'ala e quindi varia la propria quantità di moto.



Si considera una superficie di controllo fissa, moto stazionario e formulazione Euleriana.

In tal caso abbiamo che la forza esercitata dalle pareti sul fluido, che chiamiamo Φ' è pari alla quantità di moto uscente dalla superficie di controllo.

Supponiamo ora che la superficie di controllo possieda sia pareti permeabili (denominate con "2"), sia pareti impermeabili (denominate con "1").

Sulle pareti impermeabili agiscono sia sforzi di pressione p sia sforzi di taglio τ , mentre sulle pareti permeabili agiscono solo forze legate alla pressione p .

Indicando con F' la forza esercitata dal fluido sulle pareti, possiamo scrivere che:

$$\phi'_1 + \phi'_2 = QDM_u$$

ossia che la quantità di moto uscente è pari alla somma delle forze esercitate dalle pareti (permeabili ed impermeabili) sul fluido. In particolare, si ha che:

$$\phi'_2 = - \int_2 p n dA$$

ossia che la forza delle pareti sul fluido è calcolata come inverso dell'integrale della pressione sulla superficie delle pareti ("1" per le impermeabili, "2" per le permeabili).

Detto questo è possibile scrivere per il tubo di flusso descritto in precedenza che:

$$-\mathbf{F} = \phi_1 = \phi'_1 + \int_1 p_0 n dA = \int_2 \rho(\mathbf{w} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{w} dA + \int_2 (p - p_0) n dA$$

Ovvero che la forza in termini relativi alla pressione ambiente che le pareti impermeabili esercitano è pari

priori i valori delle variabili. Abbiamo poi scelto come uscita "e" e non l'infinito a valle perché SF_e è dominata dal funzionamento del motore, mentre SF_l è influenzata dalla scia (ed è difficile da misurare).

-

Applicando il teorema della quantità di moto alla suddetta superficie di controllo si ottiene la **spinta netta standard**

$$S = \dot{m}_e w_e + A_e(p_e - p_0) - \dot{m}u$$

in cui m_e è la portata in massa all'uscita, $m = m_e + m_b$ è la portata in massa all'entrata (c'è ancora quella di combustibile), mentre w_e è la velocità in uscita del flusso, mentre u è quella in entrata, tipicamente la velocità di volo.

In termini di stream force si avrà ovviamente:

$$S = SF_e - SF_0 = \text{mw}_e + A_e(p_e - p_0) - \text{mu}$$

Dove i termini in verde rappresentano la **Spinta Lorda**, i termini in blu rappresentano la **Ram Drag** mentre i termini in verde chiaro rappresentano la **Spinta Statica**.

Si nota che la spinta netta standard può essere vista come somma di due contributi, ovvero la resistenza addizionale Da , che rappresenta il contributo delle pareti rosse, e la spinta interna S_{int} , che rappresenta il contributo delle pareti blu e verdi. La resistenza addizionale (o spinta pre-ingresso) è il contributo del tubo di flusso entrante, mentre la spinta interna è il contributo relativo alle forze interne esercitate dal propulsore.

Definiamo quindi **spinta lorda standard** la spinta che si avrebbe in condizioni teoriche di velocità nulla di volo ($u = 0$):

$$S_j = \dot{m}_e w_e + A_e(p_e - p_0)$$

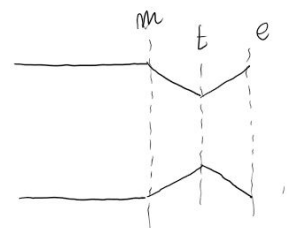
notiamo che essa è pari alla stream force in "e".

$$S_j = SF_e$$

1.1.4 Spinta massima con ugello adattato

Prima di procedere con la dimostrazione qualitativa, occorre definire il concetto di ugello subcritico e critico.

- L'ugello è **subcritico** quando la pressione totale all'ingresso non permette di avere Mach unitario $M = 1$ in uscita. In tali condizioni l'ugello è necessariamente adattato, ossia la sua pressione di gola è pari alla pressione esterna, pari a quella ambiente ($p_t = p_e = p_0$).
- L'ugello è **critico** se in gola la sua pressione è maggiore di quella esterna $p_t > p_e$ (è cioè sottoespanso), dunque non è adattato. Per rendere adattato un ugello critico è necessario mettere un convergente-divergente, al fine di portare il suo Mach di gola al di sotto dell'unità, bisogna però capire quanto convergente deve essere il convergente



Vedremo però ora come la S sia una buona rappresentante delle prestazioni del motore, in quanto la Da può essere equivalente alla forza esercitata su parte della carenatura del motore.

Per farlo si considera una diversa superficie di controllo come mostrato nella figura sottostante.

Essa è stata creata considerando una superficie di controllo (blu) che è stata spostata ad infinito fino ad avere $p=p_0$ e $dA_x=0$ determinando quindi una portata esterna $\dot{m}_{esterna}$ e un tratto in cui $F=0$, questo tratto lo considero fino alla sezione "c" in cui avrò che $p=p_0$ e che quindi la velocità sarà $w_e=u$. Sarà poi ulteriormente limitata dalla carenatura (rossa) e dalle parti interne del motore (verdi).

Tale superficie è attraversata da un flusso, in parte convogliato nel motore, ma che è, in campo indisturbato, un flusso infinito, regolare e reversibile.

Sotto tali ipotesi abbiamo che, in corrispondenza di una certa sezione "c" sulla carenatura, il flusso riguadagna le condizioni indisturbate a monte, quindi:

$$SF_{0,est} = SF_{c,est}$$

Applicando il solito teorema della quantità di moto tra "e" e "0,est" si ha che:

$$S = SF_e + SF_{c,est} - SF_0 - SF_{0,est} = SF_e - SF_0$$

in cui si nota che si aggiunge una parte legata alla superficie esterna (blu) che è definita dai seguenti due termini:

- $SF_{c,est} = \dot{m}_{est} w_c + A_{est}(p_e - p_0)$
- $SF_{0,est} = \dot{m}_{est} u + A_{est}(p_e - p_0)$

Dove notiamo che nella sezione c $w_e=u$ quindi i due termini si annullano tra di loro nell'equazione precedente e si ottiene l'espressione della Spinta Netta Standard ricavata in precedenza.

Facendo così abbiamo che la Da è nulla. Abbiamo cioè recuperato la resistenza addizionale su parte della carenatura. Quindi se il flusso è reversibile e faccio bene la carenatura la Da è una forza vera che viene esercitata sulla carenatura dall'ingresso della presa fino alla sezione in cui $p=p_{ambiente}$.

Nel volo supersonico il flusso non è reversibile (presenza di urti), e quindi non è possibile recuperare la resistenza addizionale sulla carenatura, ma bisogna cercare di ridurla (o annullarla). L'unico modo per ridurre la resistenza addizionale è quello di creare un tubo di flusso all'ingresso in cui sia $dA_x = 0$ (ovvero un tubo rettilineo come in figura) perché comunque vada dopo l'urto la velocità u sarà sempre minore di w_{est} .

Oss.

Avere un flusso reversibile vuol dire che gli attriti sono nulli e non è presente separazione, in caso di flusso subsonico è facile avere questa condizione mentre in supersonico è quasi impossibile per gli attriti e le perdite.

Nella realtà però è presente un motore quindi non abbiamo un regime di moto stazionario come avevo nel caso di ciclo termodinamico di conseguenza tramite la conoscenza di:

- Proprietà del fluido
- Proprietà dei componenti utilizzati
- Parametri di progetto

È possibile il calcolo delle prestazioni che saranno però in termini di:

- Spinta specifica $I_A = S/\dot{m}$ U.M (m/s)
- Consumo specifico $q_s = \dot{m}_b/S$ U.M (Kg·daN/h)

1.2.1 Studio del ciclo termodinamico

Ci serviamo dei "cicli a gas" per studiare le prestazioni del propulsore. Infatti, il ciclo termodinamico ci permette di ottenere in output le performance in termini di lavoro prodotto e rendimento, una volta note le condizioni ambiente e del ciclo, nonché i parametri di progetto, nel nostro caso il rapporto di compressione e la temperatura massima del ciclo.

Nel ciclo termodinamico, a fronte di una fornitura di calore Q_1 , si ottiene un lavoro L . Ciò che dobbiamo ricordare è che nel ciclo termodinamico il fluido è fermo, quindi non ha senso parlare di grandezze totali.

Diversamente, nel propulsore, il fluido è in moto (passando per i vari componenti e generando così spinta).

Ciclo di Carnot "Ideale"

Il miglior "uso" del calore è attraverso il ciclo Carnot, ossia con compressione ed espansione isentropiche e con scambi di calore isotermi. Tale ciclo ha il più alto rendimento possibile, ma non è praticamente realizzabile.

Questo è fatto come a destra e prevede il seguente rendimento:

I "gas turbine engines" reali seguono un ciclo basato su compressione ed espansione adiabatiche e combustione isobara (combustori avanzati possono prevedere combustione isocora, per avere un maggior rendimento). Per fare una combustione isobara normalmente si cerca di fare in modo che in camera di combustione le perdite di pressione siano le minime possibili.

Il motivo per cui una compressione isocora risulta migliore di una compressione isobara è che, come si nota dal diagramma a destra le perdite di entropia risultano molto minori.

Ciclo Joule-Bryton ideale

Il ciclo J-B ideale prevede che vi siano compressione ed espansione adiabatiche, nonché riscaldamento e refrigerazione isobare.

Per un gas caloricamente perfetto si ha che il rendimento del ciclo è:

che nel ciclo ideale era eseguito da un unico passaggio all'interno del propulsore viene eseguito da 3 parti differenti.

- La combustione avviene nel combustore, a pressione circa costante ma qualche perdita nella realtà si avrà.
- L'espansione adiabatica avviene nella turbina e nell'ugello di scarico quindi anche in questo caso qualcosa che nel ciclo era fatta in un unico passaggio dal propulsore viene fatta da 2 elementi differenti.
- Essendo il ciclo che segue il motore, in realtà, un ciclo aperto, non si ha alcuna espulsione di calore

Possiamo riassumere le differenze tra ciclo termodinamico e quello che avviene nel propulsore nella seguente tabella in cui sono evidenziati nella terza colonna i limiti dovuti al propulsore che esegue il ciclo nella realtà:

Componente	Propulsion system components	Limiti	Cycle process
Propeller	Acceleration	Limited flight Mach	Output work
Intake (inlet, diffuser)	Adiabatic compression, No mechanical power Constant total enthalpy		Adiabatic compression
Compressor, fan	Adiabatic compression, Mechanical power input	$P < P_{max}$ $T < T_{max}$	
Combustor (main burner, after burner)	Adiabatic combustion Constant pressure	Limited T_{max} (LHV)	Heat added Constant pressure
Turbine	Adiabatic compression, Mechanical power output	$T < T_{max}$	Adiabatic expansion
Nozzle	Adiabatic expansion, No mechanical power Constant total enthalpy		
Mixer	Adiabatic mixing, No mechanical power		

1.2.2 Calcolo del costo della spinta

Abbiamo visto che la spinta può essere scritta, nel caso di propulsore adattato e considerando che la portata di combustibile sia trascurabile come:

$$S = \dot{m}(w_e - u)$$

Ciò che vogliamo capire ora è quanto si perde, di volta in volta, passando dalla generazione di potenza chimica (combustione) al ciclo termodinamico, alla generazione della spinta e, infine alla generazione di una potenza propulsiva. Quindi si parte dalla potenza chimica e si vuole arrivare a definire la potenza della spinta.

Abbiamo visto che la generazione della spinta, benché essa sia una forza, è tenuta in conto da una potenza denominata potenza cinetica e calcolata come differenza della potenza cinetica associata alla velocità di scarico e alla velocità di volo.

$$P_c = \frac{1}{2} \dot{m}_e w_e^2 - \frac{1}{2} \dot{m} u^2 = \frac{1}{2} S(w_e + u)$$

Tale potenza ci dice quanto "costa" generare la spinta S, per cui abbiamo tutto l'interesse che, a parità di spinta, tale potenza cinetica sia la più piccola possibile. Nondimeno, vogliamo anche che, a parità di spesa, la potenza cinetica sviluppata sia la maggiore possibile, così da poter contare su una spinta maggiore possibile.

Considerando poi che il consumo specifico della spinta è pari a:

$$q_s = \frac{\dot{m}_b}{S}$$

possiamo scrivere che il legame tra consumo specifico e rendimento termico è:

$$\eta_\theta = \frac{w_e + u}{2q_s H_i}$$

Possiamo ricavare l'espressione del consumo specifico della spinta in funzione del rendimento termodinamico invertendo quest'ultima relazione.

$$q_s = \frac{w_e + u}{2\eta_\theta H_i}$$

Dove si nota che al fine di minimizzare il consumo specifico occorre avere dei valori di velocità u bassi ovvero volare a velocità bassa considerando che $w_e > u$ sempre, il caso limite si ha per $w_e = u$ ovvero ipotizzando di accelerare infinitamente poco una portata molto grande. Nel caso particolare che anche η_θ tende a 1 (che di per se è impossibile perché $\eta_{\theta-MAX} = \eta_{Carnot}$) allora ottengo:

$$(q_s)_{min} = \frac{u}{H_i}$$

In generale, ci ritroviamo col fatto che per consumare poco (basso consumo specifico della spinta) la velocità w_e deve essere più piccola possibile.

Un esempio reale di consumo specifico, considerando il Kerosene ($H \approx 43 \text{ MJ/Kg}$) e una velocità di $u = 235 \text{ m/s}$, è che $q_s \approx 0,2 \text{ Kg/daN}\cdot\text{h}$.

Abbiamo poi visto che il rendimento propulsivo η_p è scrivibile come:

$$\eta_p = \frac{P_{propulsione}}{P_{propulsione} + P_{cin}} = \frac{Su}{Su + \frac{1}{2} \dot{m}_e (w_e^2 - u^2)}$$

Esso può essere studiato nei due casi particolari di esoreattore puro e endoreattore puro.

Nel caso di **esoreattore puro** ipotizziamo che $\dot{m}_b = 0$ e si ottiene che:

Nel caso di **endoreattore puro** invece si ha che $\dot{m} = \dot{m}_b$ perché c'è solo propellente quindi:

2. Prese d'aria

2.1 Introduzione e prestazioni

La presa d'aria svolge la funzione di interfaccia tra l'ambiente esterno ed il primo componente del motore, spesso il compressore regolando la velocità dell'aria.

Infatti, il compressore funziona ad un certo Mach, circa pari a $M_c \approx 0,5$, che può non essere pari al Mach di volo, circa pari a $M_v \approx 0,8$. La presa d'aria, dunque, si occupa di prendere il Mach di volo e renderlo pari al Mach di ingresso che il primo componente del motore desidera che nella maggior parte dei casi è il compressore ma in alcune tipologie di propulsori sarà il combustore (per cui bisogna garantire valori di $M_c \approx 0,2$ quindi ancora più piccoli).

Alla presa d'aria è, dunque, richiesto di:

- Fornire al propulsore una data portata d'aria (per produrre la spinta) ad un determinato Mach.
- Minimizzare la perdita di pressione totale (rispetto alla pressione totale ambiente) e le distorsioni di flusso (che possono causare stallo, con conseguenti danni alle palette, oppure lo spegnimento del motore).

Vi sono dei parametri, che chiameremo efficienze, che definiscono se la presa d'aria si comporta bene o meno.

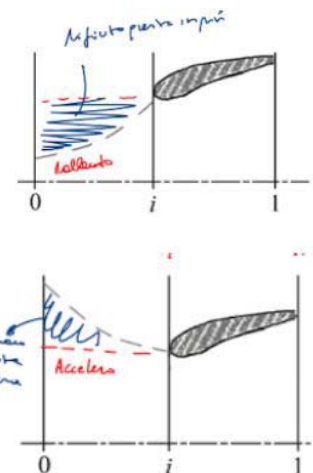
Dobbiamo prima capire quali sono le **sezioni di riferimento** che utilizzeremo, dal diagramma a destra possiamo vedere che avremo:

- 0: indisturbato a monte
- i: ingresso presa
- 1: uscita presa

Dalla figura vediamo che, a seconda che il Mach di volo sia maggiore o minore del Mach che vuole il compressore (ipotizziamo che sia esso il primo componente del motore solo per questioni di semplicità), la presa d'aria dovrà accelerare o decelerare il flusso a Mach M_0 per raccordarlo al Mach di ingresso M_i .

Se si è in condizioni di crociera, tipicamente, il Mach di volo è superiore al Mach in ingresso ($M_0 > M_i$), quindi serve che la corrente rallenti. Affinché avvenga ciò diciamo che la presa è in **condizioni di rifiuto di portata**, ossia deve "lasciare fuori" un po' di aria, così da rallentare quella che rimane.

Se si è in condizioni di take-off, tipicamente, il Mach di volo è inferiore a quello di ingresso ($M_0 < M_i$), quindi la corrente deve accelerare. Diciamo che la presa è in **condizioni di richiamo di portata** per cui aspira più aria da fuori.



2.1.1 Diagramma T-S di una presa reale

Consideriamo una presa reale in condizioni di rifiuto di portata. Possiamo riassumere il suo comportamento come una compressione della corrente per portarla dalle condizioni "0" alle condizioni "1" con un processo adiabatico.

Questa è una semplificazione del reale comportamento della presa per cui in verità si ha:

- Compressione isoentropica dal punto 0 al punto i che avviene esternamente alla presa
- Compressione da i a 1_s che avviene internamente alla presa. Al punto 1_s sarà associato poi il punto 1 che si trova alla pressione p_1 .

ad un buon funzionamento della presa che però invece sta dissipando tutta la pressione dinamica quindi sta lavorando in maniera schifosa.

2.2.2 Efficienza adiabatica

Per ovviare al problema possiamo considerare l'efficienza adiabatica. Essa è definita come il rapporto tra il tratto "B" del diagramma T-S ed il tratto "A"

$$\eta_d = \frac{T_1'' - T_0}{T_1' - T_0} = \frac{\frac{T_1''}{T_0} - 1}{\frac{T_1'}{T_0} - 1}$$

Sfruttando il fatto che, passando da "0" a "1'" e "1'", si usa una isentropica infatti i punti si trovano tutti sulla stessa retta verticale, possiamo scrivere i rapporti di temperatura in funzione dei rapporti di pressione.

In particolare, il punto "1'" è caratterizzato da una pressione pari alla p_0° , perché si tratta della "corrispondente" totale di "0", mentre il punto "2" è caratterizzato da una pressione pari a p_1° .

$$\eta_d = \frac{\left(\frac{p_1^\circ}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left(\frac{p_0^\circ}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}$$

Definita l'efficienza adiabatica in questo modo se considero il caso limite di prima per cui $p_1^\circ = p_0$ ovvero la presa dissipa in calore tutto il contributo di pressione legato all'energia cinetica, si ottiene che $\eta_d = 0$.

E' possibile poi legare l'efficienza adiabatica a ε_d sapendo che:

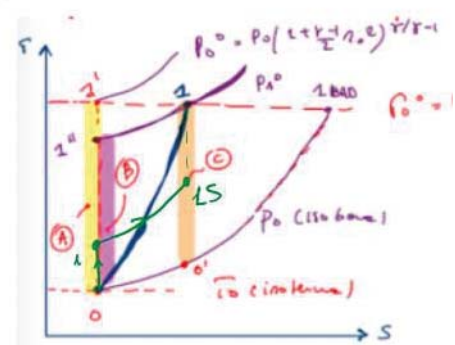
2.2.3 Efficienza cinematica

Definiamo infine l'efficienza cinematica come il rapporto tra il tratto "C" e "A" del diagramma. Risulta quindi essere il rapporto tra l'energia massima che posso ricavare espandendo dal punto "1" finale e l'energia che si sarebbe dovuta mettere per comprimere isoentropicamente dal punto 0 fino ad arrivare alla stessa temperatura del punto 1.

Si nota che siccome le espansioni che si fanno a T più elevate sono più grandi allora le due isobare a p_0 e p_1° divergono, questo fa sì che $C > B$.

Si ottiene che:

$$\Rightarrow \eta_k = \frac{T_1^\circ - T_0'}{T_1^\circ - T_0} = \left(\frac{T_1^\circ - T_0'}{T_1'' - T_0}\right) \left(\frac{T_1'' - T_0}{T_1' - T_0}\right) = \frac{T_1^\circ - T_0'}{T_1' - T_0} \eta_d$$



Dove si considera che le velocità e le densità sono le stesse perché sia per la portata di riferimento che quella reale si sta considerando la stessa sezione di passaggio di indisturbato a monte "0".

Si nota che la portata ideale non è la portata che c'è effettivamente all'ingresso, in quanto nella realtà il tubo di flusso non è affatto dritto, ma ha una certa area di cattura A_0 .

Quello che si ottiene è che:

- In condizioni di **richiamo di portata** si ha $\phi_d > 1$.
- In condizioni di **rifiuto di portata** si ha $\phi_d < 1$.

2.3 Prese d'aria supersoniche a compressione esterna: Presa di Pitot

Le prese d'aria a compressione esterna sono progettate per funzionare a $M_{0D} > 1$ e comprimendo il flusso dall'esterno della presa.

La presa di Pitot è costituita da un condotto divergente con labbro aguzzo perché deve lavorare in campo supersonico, di essa studieremo il funzionamento On-Design e Off-Design.

2.3.1 Funzionamento On-Design

Notiamo dalla figura a fianco che in questo caso ho che il flusso arriva con $M_{0D} > 1$ alla presa ed esce con un $M < 1$, questo comporta un aumento della pressione quindi nel divergente quello che avviene è un aumento della pressione e una diminuzione del M .

La compressione avviene quindi durante l'urto e poi nel divergente dove il flusso è subsonico.

Nel caso di funzionamento On-Design come vediamo dalla figura l'urto retto è localizzato esattamente alla sezione di ingresso "i".

Il funzionamento è critico in quanto il tubo di flusso tra "0" e "i" è dritto ed il flusso è indisturbato. In tali condizioni abbiamo anche:

$$\phi_d = 1 \qquad D_a = 0$$

I dati di progetto sono il Mach di volo M_{0D} ed il Mach di uscita della presa M_{1D} , che è dettato dal componente a valle della presa.

Si vogliono calcolare le **caratteristiche geometriche della presa**, ovvero la sezione di ingresso A_i e il rapporto tra sezione di ingresso e uscita $(A_i/A_1)_D$, nonché le **prestazioni**, mediante il rapporto di pressione totale tra ingresso e infinito a monte ε_d .

Faremo due ipotesi fondamentali per la trattazione ovvero che:

- **Hp1:** le uniche perdite siano a causa dell'urto retto, trascurando eventuali ulteriori perdite per attrito lungo il condotto della presa, ovvero diciamo che l'unica perdita che si ha è all'ingresso, dove avviene l'urto.
- **Hp2:** la portata in massa si conserva e che il flusso è ipotizzato adiabatico ($T_0^\circ = T_1^\circ$), nonché che $A_0 = A_i$.

Dalle relazioni dell'urto retto note dalla teoria, possiamo calcolare la perdita di pressione totale dovuta all'urto, nonché il Mach a valle dell'urto, ovvero il Mach all'ingresso della presa, entrambi in funzione del Mach di volo, avremo quindi, date le condizioni a monte dell'urto, le condizioni a valle.

$$\varepsilon_d = \left[\frac{(\gamma + 1)M_0^2}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left[\frac{\gamma + 1}{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} \qquad M_i = \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2}M_0^2}{\gamma M_0^2 - \frac{\gamma - 1}{2}}}$$

quindi le uniche cose che possono variare nella formula della portata sono la portata corretta $f(M_1)$ e la pressione totale in "1".

In particolare si definisce la funzione portata corretta o adimensionale $f(M_1)$ una funzione determinata a partire dall'equazione della portata.

Dove questa è ricavata sapendo che:

Si nota che la funzione portata corretta, che deve diminuire perché il M_1 sta diminuendo, dipende solo da p^o e \dot{m} secondo questa relazione perché M_0 è la stessa quindi $T_1^o = T_0^o$ mentre A è fissata:

$$f(M_1) \propto \frac{\dot{m}}{p_1^o}$$

In particolare si ha una diminuzione della portata corretta al diminuire del mach perché la funzione portata corretta $f(M)$ ha un andamento in funzione del Mach come a destra per cui avrò che nel caso subcritico:

$$f(M_1) < f(M_{1D})$$

Se quindi guardiamo al calo di manetta come ad un calo di portata corretta, abbiamo che la portata deve diminuire, oppure la pressione totale deve aumentare.

La pressione totale però non può aumentare in quanto se essa potesse aumentare vorrebbe dire che in condizioni On-Design non avrei la massima pressione totale ricavabile quindi avrei sbagliato a creare la geometria della presa.

L'unica grandezza che può diminuire è quindi la portata \dot{m} quindi deve esserci un rifiuto di portata all'ingresso. Per far avvenire tale rifiuto è necessario che l'urto retto si sposti all'esterno della presa, in modo tale che la corrente diventi già subsonica prima di "1", e possa esserci il rifiuto, facendo divergere il tubo di flusso prima dell'ingresso.

Dal momento che si ha un rifiuto di portata si vede che $A_0 < A_i$, che porta ad una diminuzione delle prestazioni siccome avremmo che $D_a > 0$, ma soprattutto che:

$$\phi_d < 1$$

Abbiamo già detto che ε_d rimane costante, in quanto la geometria della presa non consente una variazione di pressione totale all'uscita per cui si ottiene il diagramma di $\varepsilon_d = f(\Phi_d)$ che possiamo vedere a destra caratteristico del funzionamento subcritico.

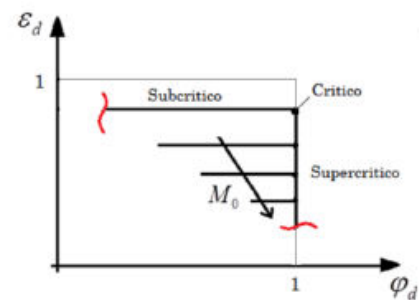
In esso si nota che ho un valore di ε_d costante, come detto pari a ε_{d-NS} e che durante il comportamento subcritico man mano che M_1 diminuisce

dove siccome conosciamo i valori di M_{1D} , M_{0D} e ε_d perché li decidiamo noi siamo in grado di effettuare il calcolo.

E' possibile quindi, dato un M_0 di entrata che vogliamo fare variare, calcolare il corrispondente M_1^* di uscita della presa invertendo la formula:

In verità quello che si ottiene è $f(M_1^*)$ e da lì iterativamente è possibile il calcolo di M_1^* che ci interessa.

Si nota che quindi variando M_0 varia anche il M_1 che rende critica la presa. Il diagramma $\varepsilon_d=f(\Phi_d)$ che si ha al variare di M_0 sarà quello a destra in cui si nota che se $M_0 < M_{0D}$ ho una diminuzione della velocità di ingresso si ha allora anche una diminuzione dell'intensità dell'urto, con conseguente spostamento del punto critico a valori maggiori di ε_d in quanto le perdite di p° saranno minori.



2.3.3 Valutazione delle perdite in volo subsonico

Fare questo è molto importante perché tutte le prese d'aria prima di volare in volo supersonico devono necessariamente passare per un tratto subsonico.

Tra tutti i casi di volo subsonico da considerare un caso particolarmente svantaggioso è quello del richiamo di portata, per cui analizzeremo quello. Possiamo immaginare che quindi il caso peggiore possibile si ha al decollo perché lì $M_0=0$ e si ha un richiamo di portata.

In caso di richiamo, è presente all'interno del divergente una zona in cui il flusso è sonico, come possiamo vedere in figura, questa può determinare la nascita di un urto o meno a seconda di quello che fa il motore a valle, noi considereremo il caso in cui non c'è l'urto per cui il flusso arriva a $M \approx 1$ e poi rallenta.

Possiamo creare un modello ideale, disegnato a destra, che permette di schematizzare la presa nel caso particolare in cui $D_a=0$, flusso reversibile, $F=0$ sulla carenatura dove si pone $D_a=0$ perché si ipotizza che l'integrale tra le pressioni usato per definire D_a sia dato da contributi di pressione opposti.

Vogliamo in verità trovare una formulazione più generale, che dipenda anche da D_a e che quindi valga per qualsiasi valore di D_a che permetta di scrivere che:

$$\varepsilon_d = f(M_0, M_1, \gamma, \widehat{D}_a)$$

Per fare questo per prima cosa andiamo a definire la **resistenza addizionale adimensionata** dividendo la D_a per $p_0 A_i$.

Possiamo quindi ricavare $\varepsilon_d = f(M_0 (M_{\text{volo}}), M_1 (M_{\text{uscita}}), \gamma, \widehat{D_a})$ come si voleva all'inizio:

Non avendo fatto alcuna ipotesi, se non che le perdite di pressione totale siano localizzate all'ingresso (labbro aguzzo), possiamo affermare che questa relazione di ε_d è valida anche in caso di presa critica (on-design), ossia in cui $M_0 = M_1$.

Il caso peggiore, notiamo, si ha al decollo (con massimo richiamo), questo è il caso che era stato ipotizzato all'inizio per cui $M_0=0$, $D_a=0$ e $M_1=1$.

In tal caso si ottiene che:

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

Si può dimostrare che un flusso di Rayleigh che acceleri un flusso inizialmente fermo, fino alle condizioni di choking, è caratterizzato dalla stessa perdita di pressione totale ε_d .

Il valore di $(\varepsilon_d)_{\min}$ rappresenta la peggiore perdita che può avere una presa e si ha a $M_0=0$, considerando poi diversi valori di M_0 e sempre $D_a=0$ e $M_1=1$ è possibile ottenere il seguente diagramma:

Si nota che:

- Il funzionamento migliore si ha per $M_0=1$ perché se $M_0=1$ e $M_1=1$ come abbiamo detto prima il tubo di flusso arriva indisturbato quindi non ho perdite, questo posso vederlo anche dalla formula scritta prima sostituendo i due valori di $M_0=1$ e $M_1=1$.
- In subsonico il caso subcritico è il migliore mentre quello supercritico è quello che determina i valori di ε_d più bassi.
- In supersonico il caso critico e subcritico coincidono mentre quello supercritico è sempre il peggiore.

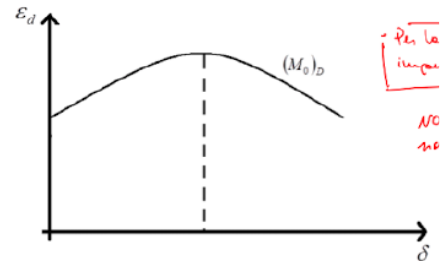
2.4 Prese d'aria supersoniche a compressione esterna: Presa d'aria con rampa piana prominente

Come si può anche notare dalla figura 2.9, per Mach di volo a progetto superiori a 1:5, la dissipazione causata dall'urto retto è ben elevata. Queste perdite di p° fanno sì che la spinta che ottengo alla fine sia più piccola rispetto a quella di progetto e normalmente le normative richiedono degli ε_d più alti rispetto a quelli che si possono ottenere dalla presa di Pitot. Per ottenerli si deve fare credere alla presa Pitot che in verità il M_{volo} è più basso quindi occorre rallentare il flusso che entrerà nella presa di Pitot, per farlo si fa avvenire prima un **urto obliquo**.

Per il calcolo di δ , fissato M_{0D} , cerco il valore massimo di ε_d possibile. In particolare si nota che la presenza dei due urti fa sì che:

$$\varepsilon_d = (\varepsilon_d)_{NS}(\varepsilon_d)_{OS}$$

Si dimostra che, per ogni Mach di volo (M_0), esiste un'inclinazione δ della rampa tale per cui ε_d è massimo, ossia c'è la minima perdita di pressione totale globale. Per ogni M_0 è quindi possibile fare un grafico come quello a destra.



Noi in particolare cerchiamo il δ che massimizza il valore di ε_d considerando le condizioni di design ovvero che $M_0 = M_{0D}$.

Fissato δ , si nota che L lo si calcolerà in modo da avere $\Phi_d = 1$ e quindi lo si ottiene "spostando" la punta della rampa fino a quando l'urto non finisce esattamente sul bordo aguzzo della presa.

Fissato dunque δ dal calcolo di ottimizzazione descritto poco sopra per calcolare le Aree è necessario scrivere l'equazione della portata.

In particolare la portata necessaria dipende dall' A_{min} ovvero dalla sezione più piccola possibile, in essa posso ipotizzare che le condizioni sono le stesse che ci sono nella sezione 1 per cui ho che $p_1^0 = p_{min}^0$ e $T_1^0 = T_{min}^0$.

Conoscendo la portata di progetto è possibile dire che:

da esso ricavo l' A_{min} perché conosco tutto, conoscendo poi l' A_{min} è possibile calcolare le altre aree perché so che:

Ricordando, infine, che $A_0 = A_i = bh$ e che $L = h/\tan(\sigma_D)$, possiamo scrivere che la rampa deve essere lunga:

$$L = \frac{h_i}{\tan \sigma_D}$$

In questo modo, quindi, è possibile determinare prestazioni e geometria on-design, assegnati i parametri di volo e di uscita in Mach. Riassumendo per farlo si conosce δ tale per cui in condizioni di design ε_d è il massimo possibile, L in modo che $\Phi_d = 1$ e le aree considerando che la portata deve rimanere costante.

2.4.2 Condizioni Off-Design

Per studiare le condizioni fuori-progetto si considera la geometria della presa fissata che è stata decisa determinando le condizioni On-Design e si ipotizza di variare il M_0 di volo o il M_1 di uscita della presa.

Si nota che:

- M_0 è dato dalle condizioni di volo e di conseguenza ha effetto su δ e quindi σ dell'urto obliquo
- M_1 è dato dalla manetta del motore che decide se sono in caso sub-critico, critico o super-critico e quindi il posizionamento dell'urto retto

Come abbiamo visto con la presa di Pitot in caso Subcritico anche in questo caso la p_1° non può crescere quindi l'unica cosa da fare è fare diminuire la portata rispetto alla condizione di design, quindi A_0 deve essere più piccola e questo fa sì che:

Il valore di ε_d sarà invece sempre lo stesso perché l'urto che avverrà sarà sempre quello.

Se quindi diammo $\varepsilon_d=f(\Phi_d)$ noto che Φ_d decresce fino ad arrivare ad un valore minimo che si ha perché si generano delle instabilità come la Buzz-Instability.

2.4.2.2 Variazione della velocità di volo M_0

Consideriamo la situazione di presa critica ($M_1 = M_{1D}$) con Mach di volo che varia.

All'aumentare del Mach di volo sappiamo che aumenta l'intensità degli urti obliqui (diminuisce ε_d), che tendono quindi ad avere una minor inclinazione.

L'avere una minor inclinazione fa aumentare Φ_d fino al valore unitario, raggiunto quando il Mach di volo è pari a quello di design.

A destra è possibile vedere come varia il diagramma $\varepsilon_d=f(\Phi_d)$ al variare del M_0 di volo. Si nota che finché $M_0 < M_{0D}$ allora esso, se M_0 cresce, si sposta a destra in basso perché l'urto si riporta più vicino al labbro della presa per cui Φ_d cresce perché A_0 sta aumentando.

Da quando si arriva invece a $M_0=M_{0D}$ allora il valore di Φ_d ha raggiunto il massimo ma gli urti, come visto, avvengono a velocità sempre più elevate quindi causano sempre maggiori perdite, questo fa sì che ε_d continui a decrescere.

Se, invece, il Mach di volo diminuisce, abbiamo che l'urto diventa sempre meno intenso. Inoltre, come ben sappiamo, esiste un valore di δ oltre cui l'urto obliquo non può esistere; tale valore cambia in funzione del Mach a monte (M_0).

Se si diminuisce M_0 a tal punto da superare con il δ della presa (fissato) il δ_{\max} per quel Mach, si ha che l'urto obliquo diventa curvo e staccato. Si può considerare, nelle vicinanze del suolo, che l'urto sia retto, per cui la corrente diventa subsonica a valle dell'urto. Questo rende la presa analoga ad una presa pitot in volo subsonico perché la rampa non funziona più, dunque ne degrada le prestazioni.

A quel punto la presa può essere sia in caso supercritico, con la formazione di un altro urto all'interno della presa, oppure in caso subcritico, in cui il Mach di ingresso è subsonico come abbiamo già visto. Nel caso critico il Mach di ingresso è sonico.

In virtù di ciò si osserva che la corrente che incontra i due urti è più veloce di quella che ne incontra solo uno, e questo causa una certa vorticità del flusso, che tende quindi a separare.

A causa della separazione, si ha una effettiva restrizione della sezione che il flusso "vede", quindi ciò viene interpretato a tutti gli effetti come un rifiuto di portata perché si ha che, a causa della separazione, risulta che $A < A_{\min}$ per cui la presa è come se volesse rifiutare di più e di conseguenza l'urto si sposta più a monte così che la corrente non interagisce più con il bordo. Ma questo vuol dire che il rifiuto scompare perché non si sarà più il problema dell'interazione con lo strato limite, e quindi l'urto retto può avvicinarsi di nuovo a valle.

Si genera quello che viene chiamato buzz cycle, che crea delle oscillazioni che provocano rumore e possono determinare failure o, addirittura, distruzione del propulsore. Questo può accadere se la frequenza di oscillazione del Buzz-Cycle è la stessa della frequenza propria di una paletta del compressore o della turbina che può quindi rompersi.

In generale poi a causa del Buzz si ha che un flusso distorto entra nel motore per cui le prestazioni sono peggiori.

2.4.3.1 Big Buzz

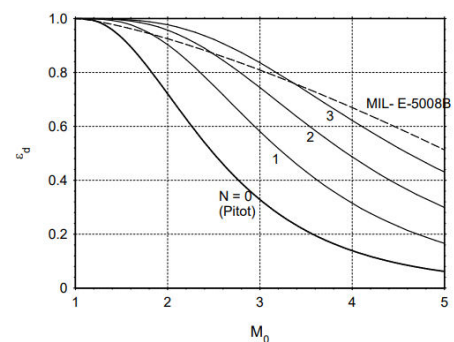
L'instabilità può essere causata, con ampiezze maggiori, anche dalla separazione dello strato limite a causa dell'urto retto, sulla rampa. Questo fu scoperto nel 1954 da Dailey, che formulò la sua ipotesi.

In pratica è come se la rampa fosse più inclinata e, a un certo punto, l'urto obliquo diventa quindi curvo e staccato (supero inclinazione massima per quel Mach). Quello che si vede, quindi, è che vi è un'oscillazione (molto ampia) di onde d'urto oblique o di onde d'urto oblique e poi curve e staccate.

2.5 Prese a rampa piana prominente con più rampe

Si nota dal grafico a destra che per migliorare il valore di ε_d al variare di M_0 e fare in modo di ottenere valori di perdite consentite dalla normativa MIL sia necessario aumentare il numero delle rampe.

Per migliorare i valori ottenuti quindi con l'utilizzo di una singola rampa l'idea è quindi quella di metterne un numero sempre maggiore sapendo che per ∞ rampe si avrebbe teoricamente una compressione di tipo isoentropico.



Il problema è che però, più rampe si mettono, e più il flusso risulterebbe deviato per cui per farlo ritornare in direzione assiale dovrei avere delle perdite.

Inoltre usare un numero elevato di rampe fa sì che esse funzionino molto bene a $M_0 = M_{0D}$ ma per valori diversi capita che gli angoli dell'urto varino molto per cui facilmente una delle rampe non fa più avvenire l'urto e si genera un urto retto davanti alla presa che non è voluto.

Per studiare quello che succede si comincia a vedere il caso semplice di una presa con una sola rampa, la quale è a geometria variabile.

Si fa variare il δ "rincorrendo" sempre quello che massimizza ε_d per un dato valore di M_0 , per farlo si può variare anche L , in modo tale da determinare così Φ_d massimo. Infatti, è proprio L che determina Φ_d , e noi lo facciamo variare in modo da avere che Φ_d raggiunge il valore massimo possibile per quella condizione di volo.

Così facendo, in pratica, si muove l'urto obliquo in modo che l'urto retto sia sempre all'ingresso e si abbiano condizioni di progetto in più casistiche.

Per questa presa Stabilito il Mach di volo a progetto $M_{0I} = M_I$ vogliamo trovare la geometria e per farlo sappiamo che in gola vogliamo $M_t = 1$, per cui, usando la conservazione della portata (flusso stazionario) nel caso isentropico (che fa sì che le grandezze totali si conservino), si ha:

$$\left(\frac{A_t}{A_i}\right)_{CD} = \frac{f(M_0)}{f(1)} \quad \left(\frac{A_t}{A_1}\right)_{CD} = \frac{f(M_1)}{f(1)}$$

Si nota che in condizioni di progetto, ovvero volando a M_{0I} , si può diagrammare come varia la geometria della presa e si nota che per ogni valore di M_{0I} esiste un valore di A_t/A_i che fa funzionare la presa in condizioni isoentropiche (analogamente succede con il rapporto A_t/A_1).

Dal momento che il flusso è isentropico si ha $\epsilon_d = 1$ e, dal momento che il tubo di flusso (indisturbato) in ingresso è certamente supersonico (volo in supersonico), si ha $\Phi_d = 1$. Dunque la presa così fatta con la geometria decisa dai rapporti visti in precedenza, in condizioni di progetto e con funzionamento isentropico, ha perdite nulle e portata massima (idealmente).

Tutto questo sembra molto promettente; tuttavia, ci sono tre problemi principali:

- Funzionamento off-design può essere problematico. (caso che studieremo di più)
- Interazione tra urti e strato limite.
- Instabilità di funzionamento.

Nel seguire della trattazione, si considereranno, come sempre, perdite legate solo ad eventuali urti.

Se quindi adesso vogliamo studiare le condizioni **Off-Design** di tale presa dobbiamo tenere conto che il suo funzionamento dipende da:

- Geometria.
- Manetta. (M_1)
- Mach di volo. (M_0)
- Innesco/disinnesco.

Si nota che le prese fino ad ora studiate (a compressione esterna) avevano un funzionamento che dipendeva solo da manetta, geometria e M di volo per cui per studiarle si fissava il M di volo e si facevano variare alternativamente gli altri valori.

Per questo tipo di presa invece c'è l'ulteriore variabile che il funzionamento può essere di due tipi: Innesacato (Started) o Disinnesacato (Unstarted), questo fa sì che per ogni condizione data da geometria, manetta e M di volo devo chiedermi se è possibile innescare e nel caso lo fosse cosa succede se innesco la presa.

Oss.

Per lo studio del funzionamento della presa è utile avere a mente il diagramma della portata corretta al variare del M nel caso supersonico.

Ed inoltre abbiamo visto che $p_t^{\circ} = p_1^{\circ} = \varepsilon_d p_0^{\circ}$ per cui si ha che in condizioni di disinnescamento:

$$\varepsilon_d = \phi_d < 1$$

In pratica, la stessa presa con lo stesso Mach di volo di progetto, può essere sia con funzionamento isentropico (innescata) che con urto retto esterno (disinnescata) e in questo caso ha lo stesso comportamento di una presa di Pitot in quanto è presente un urto retto davanti alla presa che fa sì che $\Phi_d < 1$ e $\varepsilon_d = \varepsilon_{dNS} < 1$.

La condizione di **innescamento** equivale banalmente alle condizioni On-Design, ossia quando non c'è alcun urto retto al di fuori della presa e $\Phi_d = 1$ e $\varepsilon_d = 1$.

2.6.2.1 Innescamento di una presa

Per innescare una presa disinnescata occorre portare l'urto retto sulla bocca della presa perché abbiamo visto che non basta fare arrivare $M_0 = M_{0I}$ (sezione di ingresso). Una volta che si trova in tale sezione, basta una piccola perturbazione per farlo entrare nel divergente e quindi si può gestire poi la posizione dell'urto tramite la manetta ovvero variando M_1 , questo può essere fatto con la manetta motore o tramite dei bypass.

L'urto all'interno del convergente è instabile, come dimostreremo, quindi una volta entrato facendo variare M_1 va subito nel divergente. In gola, ricordiamo, si ha sempre Mach sonico ($M_t = 1$).

La presa che, a dato Mach di volo di progetto pari a M_{0II} , ammette un urto retto sulla sezione di ingresso e ha $M_t = 1$, è detta alla **Kantrowitz-Donaldson (KD)**, e potrà essere innescata con il solo uso della manetta nel caso in cui il Mach di volo sia superiore a quello di progetto $M_0 > M_{0II}$.

Per questo tipo di presa, dal momento che è presente un urto retto (all'ingresso), non si avrà più $\varepsilon_d = 1$.

Il rapporto di aree si calcola sempre con la conservazione della portata considerando le grandezze totali nel modo corretto.

E' possibile quindi confrontare la curva $A_t/A_i = f(M_0)$ che permette il funzionamento in modo critico per i due casi di funzionamento KD o CD.

Possiamo vedere il grafico in due modi:

- A geometria fissata (A_t/A_i) e condizioni critiche (Mach sonico in gola $M_t = 1$), si può avere sia un Mach di volo per cui si ha funzionamento isentropico ($M_0 = M_{0I}$) e sia un Mach di volo per cui si ha un urto retto sulla bocca ($M_0 = M_{0II}$).

Questo avviene perché:

Ovvero che il rapporto di aree che sto considerando adesso è quello che si avrebbe per una presa alla KD per questo M_0 di funzionamento che è maggiore, come abbiamo visto dal grafico, di quello che bisognerebbe avere per un funzionamento isentropico (CD). Questo fa sì che la corrente supersonica non abbia abbastanza convergente per rallentare e quindi arrivi alla sezione di gola "t" ancora supersonica ($M_t > 1$) e poi si abbia l'urto dopo.

Se a questo punto regolo con la manetta M_1 come se rifiutassi allora l'urto si sposta sempre più verso la sezione di gola e in questo modo posso portarlo quasi dentro la stessa.

Quindi riassumendo nella fase di innesco io parto dal sistema A, vado in B perturbando e poi modificando la manetta (1) vado in C, questo mi permette di ottenere un ε_d molto elevato.

2.6.3 Metodi per innescare la presa

Mi chiedo adesso come faccio a fare questo ovvero andare da A a B e poi C nella realtà considerando che prima del sistema A si parte sempre da una presa alla Kantrowitz-Donaldson (KD) ovvero con un urto sulla bocca della presa.

Si nota che per farlo nella realtà ci sono due modi possibili.

Si considera di essere nel caso in cui il M_0 di volo è inferiore al Mach di progetto per la presa KD ($M_0 < M_{0I}$), si vuole portare l'urto sulla bocca della presa e poi innescare.

La **prima soluzione** prevede che fissata la geometria A_t / A_i accelerare fino a M_{0II} , in modo che l'urto avanzi fino in bocca. Successivamente, rallentare sino al M_{0I} , così da avere solo l'urto all'interno del divergente; successivamente, si diminuisce la portata corretta in uscita, mediante manetta o valvola di bypass all'uscita, così da portare l'urto sempre più verso la gola, ora sonica ($M_t = 1$), dove diventa evanescente. In questo modo si ha un funzionamento isentropico si annullano le perdite.

Si tratta, comunque, di una via poco pratica, perché dovrò accelerare fino a M_{0II} che può essere un valore molto elevato, anche al di fuori della massima velocità accettabile dal velivolo e per farlo non dovrei variare la manetta quindi dovrei andare in picchiata e poi successivamente è necessario rallentare fino a M_{0I} .

Questa soluzione può essere schematizzata come:

Bisogna precisare, però, una cosa ovvero che fino ad adesso abbiamo dato per scontato che la presa fosse innescabile anche se nella realtà non sempre è così in quanto ho delle zone in cui la presa è innescabile e altre no.

Questo è visibile nel diagramma di $A_t/A_i = f(M_0)$:

■

Si nota che:

- Se si vola con un certo M_0 di volo che è inferiore sia al Mach di progetto della presa CD che di quello della presa KD ($M_0 < M_{0I} < M_{0II}$), si ha che la presa **non è innescabile**. Questo perché se accelero o vario la geometria per innescarla una volta che si ritorna a quel Mach di volo, la presa si disinnesca nuovamente.
- Se si vola con Mach compreso tra $M_{0I} < M_0 < M_{0II}$, invece, si ha che **l'innescamento è possibile soltanto mediante apertura** o tramite l'utilizzo di valvole di Bypass. In particolare si nota che, come sempre, potrei sia innescare variando il M e sia variando A_t/A_i , risulta a volte più utile variare entrambi per creare una linea obliqua sul diagramma e arrivare subito al funzionamento KD voluto al M_0 voluto.
- Se, infine, si vola a Mach superiore ad entrambi ($M_0 > M_{0II} > M_{0I}$), si ha che per **innescare è sufficiente agire sulla $f(MI)$** (manetta o bypass). Questo perché il Mach in gola abbiamo visto essere subsonico in questo caso, quindi basta agire sulla manetta per risucchiare dentro la presa l'urto e renderlo evanescente.

2.6.4 Funzionamento e prestazioni Off-Design

Abbiamo una presa convergente divergente di geometria assegnata (fissa) e vogliamo analizzare il suo funzionamento off-design. Le sue prestazioni sappiamo che dipendono dalla geometria (ma è fissata), dal Mach di volo, dalla portata corretta in uscita (manetta o bypass nel divergente) e dall'innescamento/disinnescamento.

In particolare si considera che $A_t/A_i=0,8$. La prima cosa da fare è, siccome la geometria è fissata, vedere a questa data geometria quali sono i valori di M_{0I} e M_{0II} , per farlo si considera la funzione portata corretta $f(M)$ e da essa è possibile determinare M_i' e M_i'' dato un valore di portata corretta sulla sezione "i" che ricavo dalla conservazione della portata essere pari a:

$$f(M_i) = \frac{A_t}{A_i} f(1)$$

Per determinarli si usa il diagramma di $f(M)$ come descritto nella figura a destra.

Si nota che quindi vi sono due possibili soluzioni M_i dell'equazione.

Da cui si nota che:

- il caso non esistente è tale perché dovrei avere contemporaneamente che $\Phi_d < 1$ per la condizione subcritica ma che $\Phi_d = 1$ perché la presa è innescata.
- Ogni caso di studio ha un suo nome e alle 5 denominazioni qua scritte occorre aggiungere la lettera d per il caso di disinnescamento non voluto

2.6.6.1 Funzionamento in Subsonico

In tutti i casi si capisce cosa fa il tubo di flusso esterno mettendo in relazione la sezione 0 e la sezione i quindi confrontando M_0 e M_i dove in genere M_0 lo conosco e M_i lo ricavo sapendo che vale che:

Le condizioni **subcritiche** si hanno quando $M_t < 1$, ovvero si ha che la corrente prima accelera nel convergente, ma non riesce a diventare sonica in gola, per cui rallenta nel divergente ed è tutto subsonico.

In questo caso si ha:

$$\varepsilon_d = 1 \quad \phi_d = \frac{A_0}{A_i} = \frac{f(M_t)}{f(M_0)} \frac{A_t}{A_i}$$

Dove A_0/A_i è stato scritto come:

in cui A_t/A_i lo conosco in quanto è stato imposto pari a 0,8 per definizione della geometria del problema mentre A_0/A_t lo ricavo uguagliando le portate che passano in 0 e t.

Il comportamento è descrivibile come:

Le condizioni **critiche** si hanno quando $M_t = 1$ ma la corrente non riesce ad accelerare ulteriormente e quindi diventa nuovamente subsonica e decelera nel divergente.

Si nota che se prendo il caso particolare in cui $M_0 = 1$ e voglio che $M_t = 1$ allora necessariamente devo avere che $A_0 = A_t$ perché in entrambe le sezioni ho che $M = 1$.

Per le condizioni critiche si ha che:

$$\varepsilon_d = 1 \quad \phi_d = \frac{f(1)}{f(M_0)} \frac{A_t}{A_i}$$

In cui noto che l'espressione di Φ_d è la stessa che ho per il caso subcritico ma so che $M_t = 1$.

Il comportamento è descrivibile come:

Le condizioni **supercritiche** si hanno quando $M_t = 1$ e la corrente riesce a diventare supersonica nel divergente, quindi accelera. Ma siccome all'uscita si vuole un flusso subsonico (entro in subsonico, voglio

In condizioni **supercritiche** si ha che la gola è sonica, il convergente è subsonico e il divergente è sonico. Ora c'è sia l'urto retto all'esterno che quello nel divergente (per rendere l'uscita subsonica), dunque vi sarà ancor più dissipazione per via del secondo urto.

Posso quindi scrivere che:

$$\varepsilon_d < \varepsilon_d(M_0) \quad \phi_d = \varepsilon_d(M_0) \frac{f(1)}{f(M_0)} \frac{A_t}{A_i}$$

Dunque, in questo caso, si ha che rispetto al caso critico ε_d diminuisce e Φ_d rimane invariato.

Possiamo rappresentare quello che avviene come:



Si nota che nel caso non innescabile la presa così fatta è diventata una presa con coefficiente di portata minore di 1 e ε_d che si calcola con la relazione dell'urto retto, quindi è diventata un'analogia della presa a rampa prominente ma con lo svantaggio che la ε_d è quello della presa di Pitot.

Siccome queste prese le avevamo introdotte presentandole come miglioramento al caso di rampa prominente, in termini di prestazioni, capiamo che non è bene volare a Mach inferiori a M_{0I} , ossia che le prese a compressione interna sono fatte per volare a Mach maggiori od uguali di M_{0I} .

Posso rappresentare quello che avviene in caso disinnescato nel solito grafico di $\varepsilon_d=f(\Phi_d)$ scelto il valore di M_0 .



2.6.6.3 Funzionamento in supersonico innescabile con apertura

In questo caso voliamo a Mach $M_{0I} < M_0 < M_{0II}$, quindi possiamo innescare se partiamo da una condizione disinnescata.

Consideriamo anzitutto il caso in cui $M_0=M_{0I}$, quindi siamo proprio al Mach di progetto, e vogliamo innescare la presa disinnescata, nel nostro caso $M_{0I}=1,6$.

Immaginiamo ora di innescarla con una delle due metodologie che abbiamo visto in precedenza, quindi accelerando o variando la geometria/bypass in gola.

Se è innescata abbiamo che in gola si avrà certamente $M_t = 1$, perché la presa ha una geometria tale che a quel Mach la gola è sicuramente sonica questo spiega perché per $M_0=M_{0I}$ si ha il miglior caso possibile infatti l'urto sarà in gola ma siccome essa è sonica automaticamente diventerà evanescente.

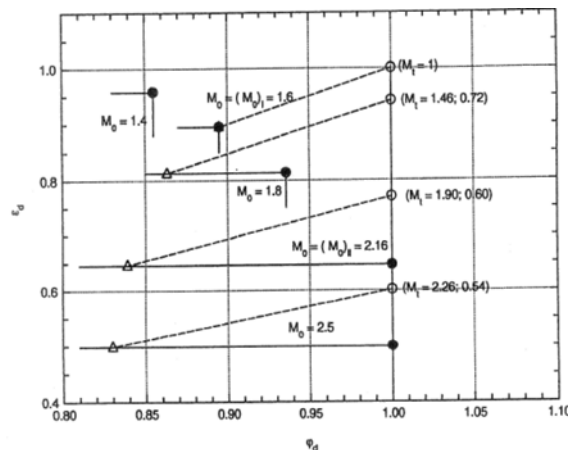
Si può poi dimostrare che quando per $M_0=M_{0I}$ disinnesco a partire dalla condizione critica innescata allora torno al punto c che quindi coinciderà con d.

Per farlo so che in questa particolare condizione $\Phi_{d-INnescata}=1$ mentre $\Phi_{d-DISINnescata}=\epsilon_{dNS}(M_{0I})$. Mi chiedo allora come trovare Φ_{d-DIS} .

Essa sarà pari a:

Noto che il termine $p_0^0 A_t \Gamma / \sqrt{RT_t^0}$ è presente in entrambe le equazioni per cui ritrovo che $\Phi_{d-DIS}=\epsilon_{dNS}$ che era quello che succedeva in c, questo dimostra che disinnescando la presa a partire da condizioni critiche ritorno al punto critico c.

E' possibile rappresentare quello che avviene nel nostro caso particolare in un diagramma del tipo:



Se si ha $M_{0I} < M_0 < M_{0II}$ non è più detto che la gola sia sonica. Il fatto di avere $M_0 > M_{0I}$ comporta che ci sia un urto retto nel divergente, il quale potrebbe essere portato sino alla sezione di gola, la situazione che si ha è indicata nella figura a destra.

Questo avviene perché il convergente non riesce a rallentare totalmente il flusso quindi ho che per il nostro caso di $M_0=1,8$, $M_t=1,46$ come noto dalla figura sovrastante, questo fa sì che $\epsilon_{dMAX}=0,9$.

Non sono presenti neanche stavolta le condizioni subcritiche.

Se la presa è innescata (vario geometria di gola oppure accelero fino a M_{0II}) abbiamo che il flusso che nel convergente decelera (supersonico) si trova ad un Mach di "partenza" maggiore di quello di progetto, quindi in gola non può arrivare sonico.

Questi andamenti li noto dal seguente grafico:

.

2.7 Prese d'aria supersoniche a compressione mista

Consideriamo il seguente andamento che si ottiene confrontando l'andamento di $\varepsilon_d=f(M_0)$ per i casi di presa di pitot e di presa alla KD in condizione di progetto.

~

La linea blu corrisponde al comportamento off-design che si ha perché per avere il comportamento On-Design dovrei variare A_t/A_i ad ogni M_0 di volo, se non vario la geometria quello che avviene è descritto dalla linea tratteggiata che ottengo unendo i punti di funzionamento off-design innescati trovati nei grafici sovrastati per ogni M_0 .

Nella realtà quindi quello che succede è che seguo la linea blu in quanto non vario la geometria della presa.

Si nota quindi dal grafico che avere una presa a compressione interna non produce un così ampio guadagno infatti per esempio per $M_0=M_{0II}=2,16$ ho che $\varepsilon_{d-PITOT}=0,65$ mentre $\varepsilon_{d-KD}=0,8$.

Le prestazioni sono quindi superiori rispetto alla presa di Pitot, ma ancora inaccettabili per la normativa. Inoltre con la presa a compressione interna si aggiungono le problematiche di creazione di zone di separazione e urti se la corrente non è perfettamente parallela alla presa e il fatto che innescare è comunque complicato.

Pensandoci bene, potremmo risolvere il problema se facessimo "credere" alla presa KD di volare ad un Mach più basso, ovvero se facessimo avvenire prima una compressione esterna. Come ben sappiamo, la compressione esterna possiamo farla avvenire grazie ad una presa a rampa prominente analogamente a come abbiamo fatto per migliorare la presa di tipo Pitot. In questo modo si crea la **presa a compressione mista** che avrà anche urti all'interno del condotto.

Si nota che il funzionamento di questo tipo di presa sarà dato dall'unione tra il comportamento della presa KD e quella a rampa piana prominente.

- Quando la spina è arretra l'area di gola diminuisce e l'area di ingresso aumenta. Il rapporto A_t/A_i quindi diminuisce.

Questo possiamo vederlo analizzando il grafico di A_t/A_i in funzione del mach di volo in cui si nota che se M_0 cresce allora A_t/A_i deve diminuire per continuare ad essere in condizioni On-Design, quando accelero quindi dovrò arretrare la spina del motore, analogamente se M_0 diminuisce allora noto che A_t/A_i deve aumentare.

Se poi capita il disinnescio devo ricercare il massimo rapporto di aree A_t/A_i perché dobbiamo trovare il modo per innescare di nuovo la presa, per farlo allora si spineggerà la spina tutta avanti e di aprirà il bypass al fine di fare vedere al flusso la massima A_t possibile.

La variazione di area è anche utile perché permette di mantenere l'urto obliquo nella posizione desiderata in quanto sappiamo che la sua inclinazione varia con il M_0 .

Oss.

In condizioni On Design le prese miste hanno urti distribuiti più o meno come a destra. In ogni caso avrò sempre l'urto obliquo davanti alla presa e l'urto retto nell'area di gola. Gli altri urti presenti sono caratteristiche specifiche della singola presa.

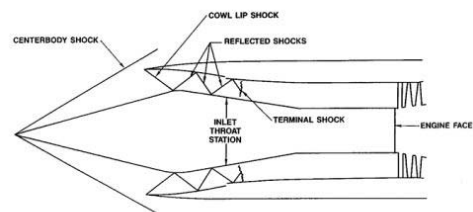
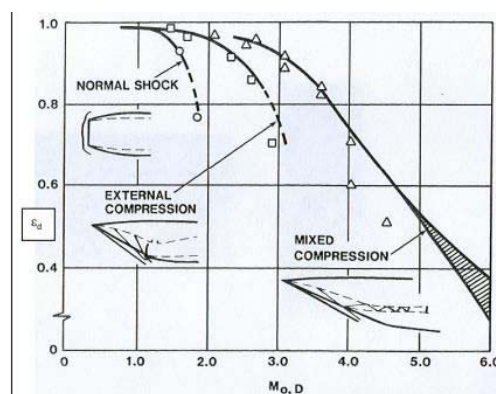


FIG 1- SR-71 Air Intake shocks schematic

2.7.2 Confronto tra le prestazioni

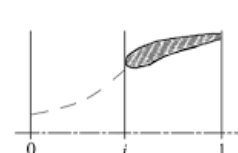
Osservando il diagramma sottostante si nota che facendo delle prese miste a geometria variabile si aumenta sicuramente la complessità ma si ottengono prestazioni ottime, superiori alle altre prese analizzate.



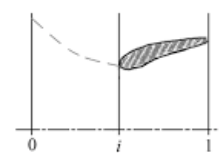
2.8 Prese d'aria subsoniche

Si considera anche in questo caso la geometria fissata dalle condizioni On-Design e si studieranno le condizioni Off-Design.

In particolare le due condizioni alle quali le prese d'aria subsoniche dovranno lavorare sono il richiamo di portata e il rifiuto di portata. La condizione di richiamo di portata si otterrà in condizioni di decollo mentre la condizione di rifiuto di portata si otterrà in condizioni di crociera.



Presa d'aria subsonica
in condizione di rifiuto (Crociera)

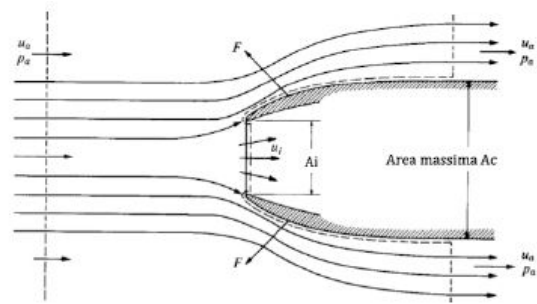


Presa d'aria subsonica
in condizione di richiamo (Take-Off)

2.8.1 Dimensionamento della carenatura

Al fine di non avere una presa di peso ed ingombro eccessivo (quindi resistenza maggiore), si deve cercare di dimensionare la carenatura affinché abbia la minima dimensione della sua massima dimensione A_c .

Per capire come varia l'area massima della carenatura facciamo riferimento ad un modello semplificato proposto da Kucheman e Weber (Aerodynamics of Propulsion, 1953) che risulta qualitativamente valido.



Questo modello si propone di scrivere $A_{MAX}/A_i = f(\Phi_d)$ che è ottimo perché l'ingombro dipende da A_{MAX} mentre la separazione o meno da Φ_d .

Supponiamo che il flusso sia **incomprimibile reversibile** e prendiamo come volume di controllo un volume rettangolare che catturi abbastanza largamente la presa e che abbia due lati paralleli all'asse della presa.

Si nota che questo volume di controllo avrà un tratto che è solido perché lì c'è la carenatura e un tratto che è solo aria, immagino che il tratto esterno arrivi molto in alto, fino a dove $p \approx p_0$. Si nota che nel tratto esterno posso definire la resistenza addizionale D_a mentre sulla carenatura ho che si genera una forza D_c che dimostreremo essere pari a D_a .

Stante queste ipotesi, calcoliamo la resistenza addizionale sulla presa, ossia la forza che si genera tra infinito a monte e ingresso. Usiamo la differenza di stream forces.

$$D_a = \dot{m}w_i + A_i(p_i - p_0) - \dot{m}u$$

Dal momento che il flusso è incomprimibile e reversibile, possiamo scrivere il teorema di Bernoulli ben noto tra le sezioni "0" e "i"

$$p_i - p_0 = \frac{1}{2}\rho(u^2 - w_i^2)$$

Ricordando poi che $\dot{m} = \rho u A_0 = \rho w_i A_i$ perché sono in un caso incomprimibile, possiamo dire che:

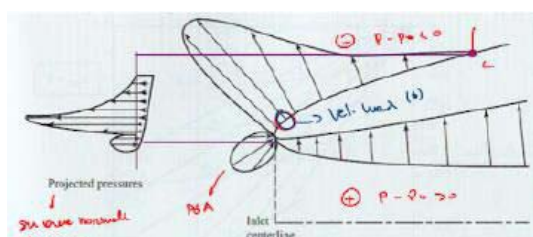
$$D_a = \rho w_i^2 A_i + \frac{1}{2}\rho(u^2 - w_i^2)A_i - \rho u w_i A_i$$

Riconoscendo il quadrato di binomio e raccogliendo u^2 :

$$D_a = \frac{1}{2}\rho A_i u^2 \left(1 - \frac{w_i}{u}\right)^2$$

Essendo il flusso reversibile, possiamo eguagliare la resistenza addizionale appena scritta alla forza che agisce sulla carenatura, non essendoci di mezzo dissipazioni per cui $D_a = D_c$.

Per scrivere la forza agente sulla carenatura possiamo pensare che sulla carenatura agisce un campo di pressioni come in figura a destra e di esse posso considerare quelle che agiscono sull'area in direzione normale e integrarle tra la sezione A_i e la A_c dove nella sezione c come vedo dal grafico di fianco ho $p = p_0$.



- Il **funzionamento della presa**, mediante il rapporto w_i/u . Come vedremo, tale rapporto è, per un flusso incompressibile, proprio il coefficiente di portata, che ci dice se c'è rifiuto o richiamo (o nessuno dei due).

Si dimostra che il coefficiente di portata, per un flusso incompressibile, è proprio quel rapporto di velocità w_i/u (solo per un flusso incompressibile).

Il coefficiente di portata Φ_d , in generale, si esprime come il rapporto tra la portata che passa realmente in una sezione del tubo di flusso ed una portata di riferimento che decidiamo noi.

Scegliamo di riferirci alla sezione di ingresso A_i della presa, per cui scriviamo la portata reale e quella di riferimento sono:

Da cui è possibile il calcolo di Φ_{d-INC} :

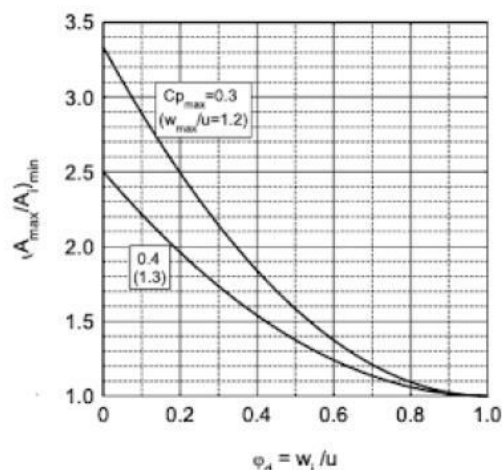
Si nota che questo è diverso da quello che avviene nel caso comprimibile dove:

2.8.2 Andamento tra A_{MAX} e Φ_d

A questo punto, possiamo dire che sostituendo Φ_{d-INC} ho che:

$$\frac{A_c}{A_i} = 1 + \frac{(1 - \Phi_d^2)}{\sigma} \frac{1 - C_p}{C_p}$$

Per cui si può rappresentare l'andamento di questo rapporto in funzione di Φ_d assumendo che $\sigma=0,5$:



Dal grafico si nota che:

- Per $A_{MAX}/A_i = 1$ non ho compressione esterna
- L'area della carenatura (di fatto, l'area massima che possiamo trovare nella presa) aumenta all'aumentare del rifiuto di portata, ossia al diminuire di Φ_d . Questo vuol dire che più vogliamo comprimere esternamente e più dovrà essere grande la sezione della presa. Questo perché se rifiuto tanto la compressione/espansione del flusso deve avvenire di più sulla carenatura esterna che all'interno quindi c'è la necessità di averla più grande.

di prima per cui la pendenza dell'urto deve aumentare, questo fa sì che la separazione dia trascinata via dalla corrente più veloce per cui si reinstaura l'onda d'urto originale.

- c) **Big-Buzz** del secondo tipo in cui invece la bolla di separazione fa sì che il δ della rampa diventi troppo elevato per avere ancora un urto obliquo per cui si avrà un'onda d'urto retta dopo la quale il flusso diventa subsonico, questo porterà via la separazione e anche in questo caso si instaurerà un fenomeno ciclico.

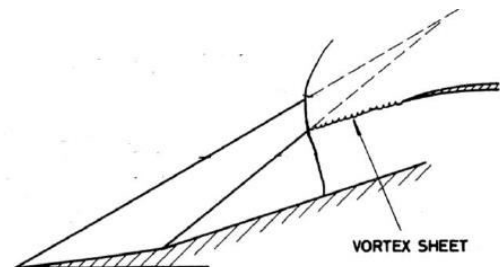
Abbiamo quindi che:

- Little Buzz: piccole variazioni di onde d'urto e di geometria
- Big-Buzz: grandi variazioni di onda d'urto e di geometria

Andiamo adesso a valutare i meccanismi fisici per cui si instaurano questi due fenomeni. Il primo a studiarli è stato Ferri che determinò il criterio di Ferri secondo il quale il fenomeno di Little Buzz è legato all'interazione tra il punto triplo delle onde d'urto e il bordo della presa mentre il fenomeno del Big Buzz alla presenza di una bolla di separazione sul cono.

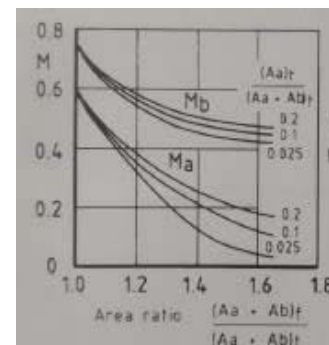
2.9.1 Little Buzz

Secondo il criterio di Ferri ci sarà una superficie di contatto nel fluido in cui la p -statica è costante ma la p° , T e Velocità saranno diverse. Siccome il fluido è viscoso si genererà quindi uno strato di scambio di QdM in cui il flusso comincia ad oscillare e si generano dei vortici (Vortex Sheet). Quando questi interagiscono con il bordo di attacco parte il Little Buzz.

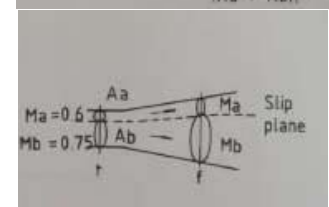


Fischer poi cerca di spiegare quantitativamente quello che accade e per farlo crea un modello 1D dividendo il tubo di flusso in entrata della presa in due diversi tubi di flusso che sono separati dalla superficie di contatto in cui si instaurano i Vortex Sheet.

Quando il punto triplo è abbastanza in basso allora la superficie di separazione in cui ho i Vortex Sheet riesce ad entrare nella presa per cui all'interno della presa si hanno due flussi diversi perché uno deve avere due onde d'urto e l'altro solo una. Si nota che poi quando entrano nella presa, trattandosi di flussi subsonici allora la sezione crescerà quindi la p crescerà e il M diminuirà.



In particolare Fischer studia i due tubi di flusso separatamente, come possiamo vedere in figura per cui si avrà il flusso A e il flusso B separati da una superficie attraverso la quale $p = \text{cost}$. Ho che B rallenta per il divergente e arriva ad una certa p statica che dovrà essere quella che avrà A perché abbiamo detto che nella superficie di separazione $p_{\text{statica}} = \text{cost}$ ma siccome ad ingresso presa $M_A < M_B$ perché il flusso A è passato da un'unica onda d'urto mentre il flusso B da due allora il flusso B può ridurre molto di più la sua velocità perché ha un contributo di pressione dinamica più grande, questo fa sì che le due velocità siano diverse e si abbia questa superficie di separazione.



Come vediamo Fischer diagramma $M=f(\text{AreaRatio})$ in cui si nota che AR diminuisce per cui sia M_A che M_B decrescono ma siccome il flusso in A può espandere e accelerare di meno allora si vede che ad un certo punto M_A tende a 0 prima di B e si ha che A_A/A_B tende a 0 per cui di ha solo il canale B e quindi la superficie di contatto arriva al bordo della presa e si manifesta il Little Buzz come detto da Ferri.

2.9.2 Big Buzz

In questo caso ho una variazione molto più significativa del campo di moto. Si nota che se analizziamo il fenomeno con un'analisi CFD allora si vede essere presente una zona blu in cui il flusso è molto lento che è

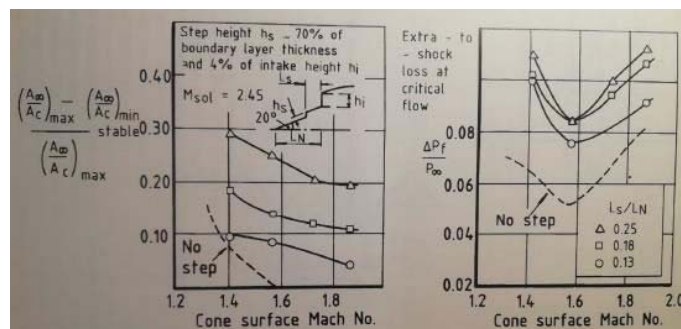
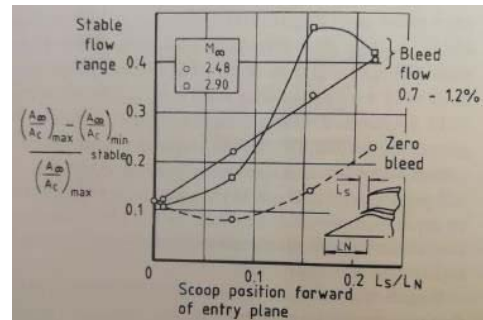
Questa è quindi una soluzione efficace ma richiedendo un controllo attivo c'è il problema del controllo e che i fori di aspirazione possono facilmente ostruirsi.

Si valuta quindi di mettere una **bocca di aspirazione (scoop)** con l'obiettivo di aspirare lo strato limite senza il problema di avere fori ostruiti. Si nota dal grafico Range Funzionamento=f(posizione della bocca) che con l'aspirazione il range di funzionamento stabile aumenta molto ma anche solo il fatto di avere aggiunto uno scoop permette di aumentare il range di stabilità.

Si nota che questo avviene perché la bocca di aspirazione fa variare la geometria della presa e offre delle discontinuità alla geometria a cui l'urto può ancorarsi. Si nota che infatti la discontinuità genera un urto molto piccolo che tende ad ancorare l'urto più grande nel suo intorno.

Si valuta quindi di immettere delle discontinuità sotto forma di **piccoli scalini** nella presa a cui l'onda d'urto può ancorarsi, questa è un'ottima soluzione passiva quindi molto affidabile e a basso costo.

Posso valutare il beneficio dell'aggiunta degli scalini nel grafico a destra in cui si vede che per varie posizioni relative dello scalino lungo la rampa si ha un range di stabilità diverso, si arriva anche ad essere stabili fino a $A_A/A_B < 0,3$ che è un ottimo valore.



2.10 Distorsione

Fino ad adesso la presa d'aria erano classificate in base a ϵ_d e al range di funzionamento. Adesso valutiamo il fatto che la presa mi dia una p° in uscita quanto più alta e uniforme ovvero vorrei che il flusso non fosse distorto in quanto un flusso non omogeneo può generare stallo nel compressore o forti instabilità nel combustore se dopo la presa c'è subito lui come nei ramjet.

Per studiare quello che succede si immagina di avere un compressore assiale e avere la possibilità di visualizzare la mappa di funzionamento, limitata superiormente dalla linea del pompaggio oltre alla quale si manifesta lo stallo, e vedere cosa succede se tappo parte dell'entrata del compressore.

Si nota che la p° media (tratteggiato) e la p° locale (continua) variano se metto un tappo ad una sezione del compressore perché ci sarà un deficit di p° dietro il tappo che le fa variare.

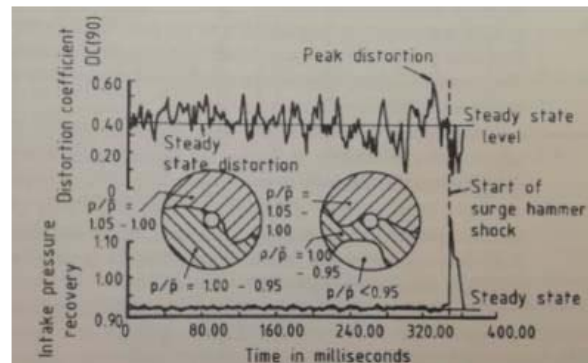
Questo fa sì che all'uscita del compressore si avrà quindi un dato andamento di pressioni dato dalla p all'uscita.

Se adesso immagino di dividere il mio compressore in modo da avere due compressori in parallelo, uno che non ha un'entrata schermata e l'altro che ha un'entrata schermata vedo che quello che vede un flusso non schermato si comporta ugualmente a sempre mentre quello che vede il flusso schermato ha una p di ingresso più bassa perché parte è tappato ma dovrà avere la stessa p di uscita di conseguenza dovrà aumentare β_C ma dalla mappa si vede che così ci si avvicina al pompaggio.

2.10.1 Distorsione dinamica

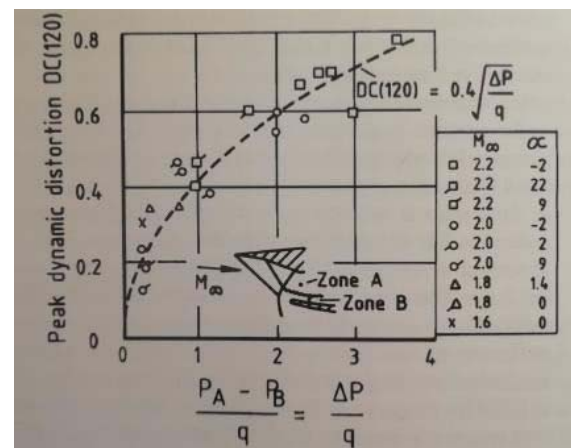
Se infatti faccio delle prove dinamiche ovvero con la stessa schermatura di prima produco una mappa in cui si vede come varia il DC e la pressione della presa nel tempo noto che se calcolo il valore medio magari esso può essere al di sotto del valore limite di pompaggio ma ci sono una serie di fluttuazioni che fanno sì che se supero il valore massimo per un dato periodo di tempo limite allora si ha il pompaggio. Questo valore di tempo limite è circa il periodo di rotazione del compressore ($T_{\text{rotazione}}$).

Nel grafico si nota che il recupero di p^0 della presa avrà un picco a $\approx 330\text{ms}$ per cui il compressore stallerà. Se il compressore stalla vuol dire che non riesce a smaltire tutta la massa che entra per cui si genererà un'onda d'urto fuori dalla presa che fa rifiutare portata che viene vista dal grafico in basso attraverso quel picco che si ha perché passa l'onda d'urto di compressione che sta uscendo dal compressore.



La distorsione dinamica dipende da una serie di parametri come le condizioni di funzionamento e di volo, la pressione in atmosfera, la presenza di scie... che sono molto difficili da controllare e quantificare. Ci sono poi altri parametri che invece sono controllabili come per esempio la massima distorsione.

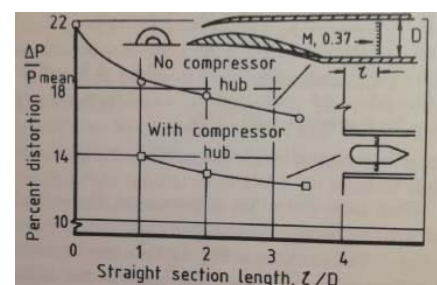
Questa posso controllarla, come vediamo dal grafico, tramite il salto di pressione totale p^0 . Si nota dal grafico che DC cresce se il salto di p^0 cresce, il trend si suggerisce che quindi il salto di p^0 interferisce sia con i fenomeni di Buzz ma anche con la pressione dinamica.



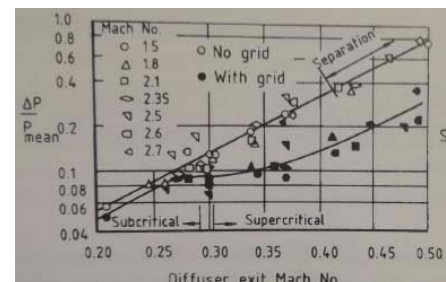
2.10.2 Soluzioni per la distorsione

Per ridurre la distorsione dinamica posso attuare alcune soluzioni.

La prima soluzione è mettere tra presa e compressore un condotto a sezione costante, più o meno lungo, che permette al flusso di omogeneizzarsi perché se ci sono delle zone turbolente allora il flusso ha tempo di mischiarsi e tornare più omogeneo. Dal grafico si vede che se la lunghezza del condotto cresce allora c'è distorsione. Questa è una soluzione semplice che aumenta però peso e ingombro.



Una seconda soluzione è quella di mettere una griglia all'entrata della presa che ha l'obiettivo di rendere più uniforme il flusso in quanto annulla le componenti non in direzione assiale della velocità per cui in uscita avrò un flusso assiale e più omogeneo. Questo metodo, come vediamo, funziona molto bene ma provoca grandi perdite di p^0 .



2.10.3 Effetto dell'incidenza

Si nota che se è presente un condotto ad S della presa per fare entrare il flusso allora questo causa una distribuzione di pressione irregolare e disomogenea. Esso è solitamente usato per ridurre al minimo l'ingombro frontale del velivolo mettendo il motore in asse con il pilota.

3. Combustori

Il sistema di combustione ha lo scopo di incrementare l'energia termica di un flusso di gas facendo uso della combustione, una reazione esotermica tra il fuel idrocarburo e l'ossigeno presente nel flusso d'aria ingerito.

3.1 Mappa del combustore

In analogia ad altri componenti (compressore), possiamo definire un grafico che mette in relazione il rapporto di pressione totale uscita/entrata con la portata corretta (eventualmente in rapporto al valore di design).

Per altri componenti come il compressore e la presa d'aria avevamo i seguenti grafici da cui si nota che conoscendo due parametri si è in grado di ricavare tutti gli altri.

»

Vorremmo avere una mappa di questo tipo anche per i combustori in modo da conoscendo due parametri posso ricavare il terzo.

A tal proposito, definiamo fuel to air ratio il rapporto tra portata in massa di fuel e portata in massa d'aria:

$$f = \frac{\dot{m}_b}{\dot{m}_a}$$

Mentre definiamo dosatura il suo inverso:

$$\alpha = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_b} = \frac{1}{f}$$

Come si può ben intuire, le perdite di pressione totale aumentano con il riscaldamento e con la velocità del flusso. Il riscaldamento è tenuto in conto da f , essendo che una maggior portata di combustibile permette di bruciare di più, e quindi scaldare di più. Possiamo poi definire anche un grafico che mette in relazione il rendimento di combustione con il ΔT del combustore al variare della pressione di uscita.

$$\eta_b = \frac{Q}{\dot{m}_b H_i}$$

Il primo grafico che ci aiuta a capire il funzionamento del combustore è questo che mette in relazione ε_b ovvero il rapporto tra pressioni totali in ingresso e uscita con la portata corretta relativa che passa nel combustore:

»

Un altro fattore importante da tenere in conto è l'**infiammabilità** del combustibile che viene spiegata tramite l'utilizzo dei due grafici a destra.

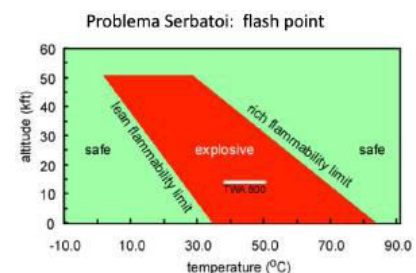
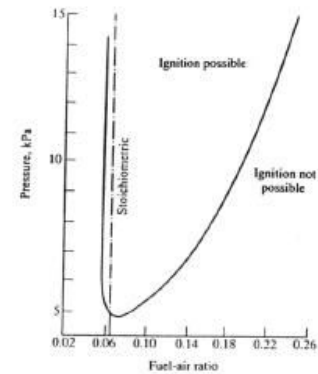
Dal primo in alto si capisce che si ha accensione solo al di sopra di una pressione minima e per valori di f vicini allo stechiometrico. Vi è, a data pressione, un certo range di f intorno cui si ha possibilità di accendere la fiamma.

Il secondo grafico invece indica uno dei problemi fondamentali da tenere conto per la progettazione dei serbatoi ovvero il flash point.

In generale quando si scalda un liquido infiammabile si hanno diverse fasi per quanto riguarda l'infiammabilità dello stesso.

Se immagino di fare tale processo noto che:

- All'inizio del riscaldamento la temperatura è ancora bassa per cui anche se immetto una fiamma pilota sono al di fuori del campo di infiammabilità e nulla si accende.
- Se aumento la T si arriverà ad un punto, detto Flash Point, in cui se metto al fiamma pilota il combustibile si accende generando un flash ma non è ancora abbastanza caldo da autosostenere la combustione.
- Se T cresce ancora si arriverà al Fire Point, che di solito è poco sopra il Flash Point, in cui anche se tolgo la fiamma pilota la quantità di combustibile che evapora perché sto scaldando è sufficiente per mantenere la combustione costantemente.
- L'ultimo step è il punto di Autoignition per cui se la T sale ancora il quantitativo di combustibile che evapora e la temperatura dello stesso sono tali che esso si accende non appena è a contatto con l'ossigeno anche senza fiamma pilota. Diventa molto difficile spegnerlo.



Il grafico di destra che stiamo analizzando mette in relazione la possibilità di Flash Point di un combustibile in un serbatoio e fa notare che per ogni valore di pressione si avrà solo un campo in cui può avvenire. Questo perché se la T è troppo bassa non è presente abbastanza combustibile nell'aria per fare sì che si accenda ma all'opposto se la T è troppo alta è presente una quantità di combustibile in aria troppo elevata per cui non si riesce ad accendere.

Per questi due motivi si parla di Lean Flammability Limit per le T basse e Rich Flammability Limit per le T elevate.

Si nota che se la quota cresce allora la pressione diminuisce e il limite si sposta a sinistra a T più piccole, questo è un effetto presente e preoccupante per i serbatoi.

Questi due grafici possono anche essere messi in relazione considerando che data una quota z corrisponde una pressione che da sé che nel grafico a sinistra si possano individuare due valori di f che corrispondono ai due valori limite di temperatura del caso lean e rich del grafico a destra, si arriverà poi al punto in cui la pressione è la minima per fare avvenire la combustione che è rappresentato dalla linea a z massima al di sopra della quale la combustione non può avvenire.

Si nota che si saranno dei limiti in funzione della velocità del flusso e di α .

Oss.

Si possono creare due definizioni che useremo:

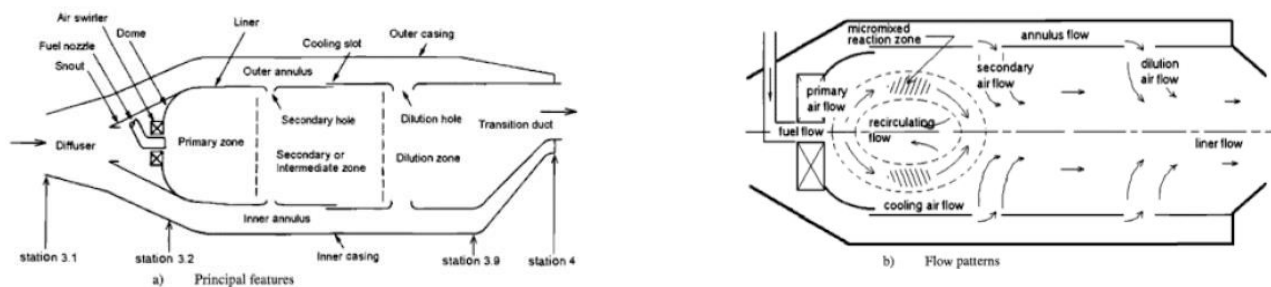
—

3.3 Architettura di un combustore

In generale in un motore aeronautico posso avere due tipologie di combustori:

- Main Burner
- Afterburner

Il main burner può essere così schematizzato:



Si nota essere formato dai seguenti componenti:

- **Outer case** che ha la necessità di contenere le grandi pressioni interne del combustore che si hanno perché i moderni velivoli hanno un rapporto di compressione $\beta \approx 60$ che fa sì che nel combustore si arrivi ad avere circa 60 bar.
- **Diffuser**, il quale serve a rallentare il flusso in uscita dal compressore ad una minore velocità.
- **Liner** gestisce il flusso d'aria. Esso è diviso in 3 zone:
 - **Primary zone.**
La parte centrale del flusso diviso fluisce, attraverso un air swirler, nella suddetta PZ. La PZ è la zona in cui si inietta il fuel vaporizzato e lo si miscela con il flusso d'aria che arriva dallo swirler, che è però solo parte della portata d'aria totale. Il mixing avviene mediante la presenza di una bolla di ricircolo nella PZ stessa, nella quale sono intrappolati i prodotti di una parziale combustione. Questo "backmixing" di gas parzialmente combusti con reagenti "freschi" è responsabile del continuo processo di autoaccensione, non richiedendo quindi alcuna fiamma pilota. Il flusso di combustibile fresco quindi si innesca grazie alla bolla di ricircolo, che è creata aumentando la dosatura fin quasi allo stechiometrico.
In questa zona si arriva fino a $\varepsilon \approx 70\%$ quindi non a una combustione completa del combustibile, l'obiettivo principale è evitare il flame out.
Ad un certo punto il flusso esce dalla bolla di ricircolo e arriva alla SZ.
 - **Secondary zone.**
L'obiettivo è continuare a bruciare a $T \approx \text{cost}$. Dalla PZ arrivano gas in combustione e incombusti,



Figura 3.7: Can

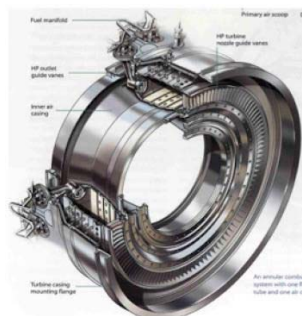


Figura 3.8: Annular



Figura 3.9: Cannular

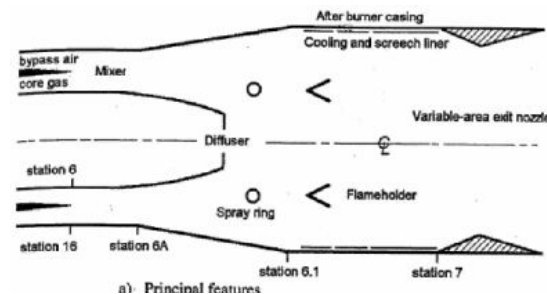
3.3.2 Postcombustori

I gas combusti, sebbene abbiano perso un notevole quantitativo di energia termica nella turbina, contengono ancora un considerevole eccesso di energia termica e di ossigeno. Possiamo allora pensare di miscelare questi gas (core gas) con dell'aria, detta di bypass, così da avere una maggior percentuale di ossigeno che può bruciare, oltre che un flusso di aria calda (meno calda del solo core gas, perché l'aria di bypass è più fredda).

Un postcombustore dunque fa confluire il core gas e la bypass air in un condotto, li miscela, e poi fa passare la miscela in un diffusore, in modo da rallentarne la velocità.

Una volta rallentato il flusso miscelato, viene iniettato del fuel atomizzato attraverso degli spray ring. La portata di questo combustibile è scelta in modo tale da avere la più alta temperatura in uscita.

Dunque, quando la miscela core+bypass+fuel raggiunge la regione di flameholding, abbiamo che è miscelata a livello microscopico, quindi la combustione può avere luogo. In tale zona vi sono due cunei (edge) che creano delle zone di ricircolo, in cui inizia la combustione e si stabilisce un fronte di fiamma stabile.



Sebbene tutto ciò possa sembrare simile a quanto avviene nel main burner, c'è qualche sostanziale differenza:

- Nel main burner ho una zona di ricircolo in cui ho la combustione perché ho un miscelamento a livello microscopico delle molecole (micromixed), questo fa sì che non ci sia bisogno di una superficie in cui avviene l'accensione perché continuamente i gas caldi lì presenti incendiano la nuova miscela che arriva. Nel post-combustore invece saranno presenti i flame-holder che generano una fiamma che servirà da accenditore.
- Nel post combustore i flame-holder genereranno una zona di ricircolo che ha però una funzione diversa di quella del main-burner in quanto lì non avviene la combustione vera e propria ma semplicemente serve per avere continuamente una zona calda da cui si originerà la fiamma che servirà da accenditore per la miscela.

Si nota che la fiamma avrà un'angolazione funzione della velocità a cui va la corrente per cui è necessario fare in modo che la velocità w non scenda troppo per evitare che il fronte di fiamma torni indietro (Flash Back) o che w non diventi troppo elevata per evitare che il fronte di fiamma sia spazzato via in avanti dalla corrente (Flameout).

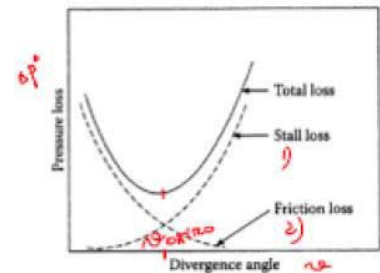
- Il pressure losses coefficient (PLC), definito come il rapporto tra la caduta di pressione totale e la pressione dinamica all'ingresso:

$$PLC = \frac{\Delta p^o}{\frac{1}{2} \rho w_1^2}$$

Si nota che l'andamento di perdita di pressione totale al variare di Θ è dato da due effetti contrastanti tra di loro che si hanno all'aumentare dell'angolo Θ :

- Aumenta il gradiente di pressione, quindi induce al limite stallo. Questo fa crescere la caduta di pressione totale.
- Diminuisce la lunghezza (a parità di AR), quindi diminuisce le perdite per attrito (meno superficie bagnata).

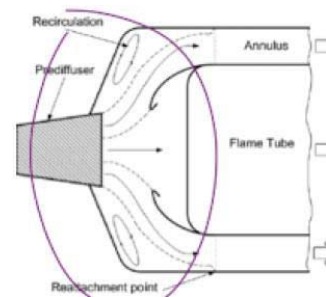
Ciò che ne deriva è un andamento che è minimo per un certo Θ_{opt} ottimale come possiamo vedere a destra. Diciamo, quindi, che questo tipo di diffusore è molto sensibile alle condizioni in ingresso del flusso ed è spesso molto grande (angoli Θ ottimali sono molto piccoli), ma vi sono minori perdite.



3.4.2 Dump diffuser

Questo è un secondo tipo di diffusore che prevede un rapido aumento di area.

Il funzionamento prevede la presenza di un pre-diffusore convenzionale piuttosto corto, che opera un primo rallentamento (circa al 60% della velocità) e, successivamente, una zona in cui vi è un notevole cambio di sezione, che crea dei vortici stabili e quindi delle zone di separazione che il flusso dovrà superare prima di attaccarsi.



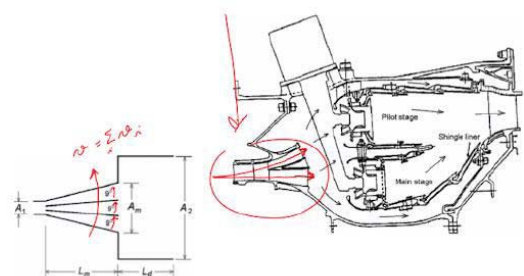
Essi sono più piccoli e leggeri e hanno un flusso poco sensibile alla geometria e ai profili di velocità. Tuttavia, ci sono elevate perdite di pressione totale, che possono essere comunque migliorate aumentando la pre-diffusione. Si usano quindi quando devo rallentare molto velocemente e con un diffusore molto corto il fluido.

3.4.3 Soluzione utilizzata

Nei casi reali quello che si utilizza è un diffusore multistream+dump diffuser. Ossia, sia fa un pre-diffusore in cui il flusso è suddiviso in flussi multipli, ciascuno con un Θ pari al valore (piccolo) di ottimo per le perdite, ma che fa sì che il condotto sia comunque piccolo, perché il Θ complessivo è la somma dei Θ di ciascun flusso. Successivamente si ha un dump diffuser.

Questo viene fatto perché di solito il $\Theta_{ottimale} \approx 9^\circ$ per cui molto piccolo ma mettendone tanti uno vicino all'altro si riesce ad ottenere una lunghezza del diffusore minore siccome l'angolo totale sarà $N_{stream} \cdot 9^\circ$, facendo in questo modo si aumenterà però l'attrito con le pareti.

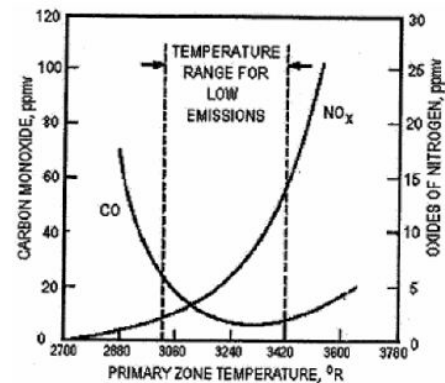
Un'altra cosa che si può fare è pensare ad un flusso cosiddetto vortex controlled, ossia che viene controllato mediante l'induzione di vortici (fatta aspirando l'aria immessa in un condotto apposito). Questo garantisce una minore perdita di pressione totale. Volendo, si può combinare il tutto e fare dei diffusori ibridi, usando un pre-diffusore multistream, un vortex controller e un dump diffuser alla fine



Questa temperatura di compromesso si raggiunge considerando il grafico sulla destra in cui ce un range di temperatura e quindi di f , accettabile che minimizza le emissioni. Si nota che la f alla quale avviene questo è vicino a quello stechiometrico ma dalla parte lean.

So poi che nella PZ metto tutto il combustibile e che si può determinare il Φ_{PZ} ipotizzando C_p costante e che per il caso di T_{MAX} si ha per $f=f_{stech} \rightarrow \Phi_{PZ}=1$.

Posso quindi dire che la temperatura nella PZ è:



Dove:

- $T_{3.1} = T$ di uscita del compressore
- ε va da 0 a 0,7 nella PZ
- $\Phi_{PZ} < 1$ in verità nella PZ perché sto bruciando nel Lean

Si nota che Φ_{PZ} è definito come:

Mentre ΔT_{MAX} è il massimo salto di temperatura possibile. Esso può essere calcolato considerando l'equazione di T ma tra ingresso (3.1) e uscita combustore (4), dove ovviamente la combustione è completa per cui:

Dove Φ_4 è l'equivalent ratio complessivo del combustore:

$$\phi_4 = \frac{f_4}{f_{st}} = \frac{\dot{m}_b}{f_{st}\dot{m}_3}$$

Dall'equazione iniziale è possibile calcolare:

$$(\varepsilon\phi)_{PZ} = \frac{T_{PZ} - T_3}{\Delta T_{max}}$$

Perché T_3 è nota dal ciclo, la T_{PZ} è nel range 1700-1900K e ΔT_{max} è anch'essa nota. Assumendo poi che $\varepsilon_{PZ} \approx 0,7$ è possibile il calcolo della portata della PZ che ci interessa:

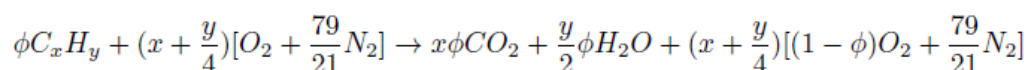
$$\dot{m}_{PZ} = \frac{\dot{m}_b}{\phi_{PZ} f_{st}}$$

Posso poi normalizzare le portate con la \dot{m}_b di combustibile in ingresso combustore e scrivere che:

3.5 Processo di combustione

Si tratta di un processo molto complesso, che coinvolge processi chimici e fisici in quanto si avranno reazioni chimiche in forma gassosa e fenomeni chimici come l'atomizzazione, la vaporizzazione e il miscelamento. Bisogna tener conto del tipo di fiamma e del regime del flusso perché per esempio possiamo

$\Phi = f/f_{st}$, abbiamo (sempre per il medesimo idrocarburo) che dobbiamo moltiplicare il combustibile e i prodotti per Φ :



Ciò che si nota è la presenza di un certo residuo di ossigeno e di minor diossido di carbonio e vapore acqueo. Si nota che però tutta questa trattazione termodinamica appena fatta non considera dissociazione e quindi sovrastima la temperatura finale.

Note le reazioni coinvolte si sa che, come abbiamo visto all'inizio, questi modelli per funzionare hanno bisogno poi del calcolo dell'entalpia dei prodotti e dei reagenti che sarà calcolata come:

Dove n_i sono le frazioni molari delle singole specie chimiche che ricavo dall'equazione della reazione chimica e H_i l'entalpia associata a quella specie chimica. Avendo le n_i e calcolando il valore di entalpia associata alla specie i -esima come:

dove il ΔH è dovuto alla variazione di temperatura. E' possibile quindi il calcolo di H^o_R e H^o_P e si può dire, per velocità basse che $H_R = H_P$ per cui è possibile costruire il grafico visto all'inizio.

3.5.1.2 Equilibrio chimico

Anche questo è un modello termodinamico che non considera la cinetica chimica ma è più sofisticato di quello precedente al fine di considerare anche le dissociazioni e non sovrastimare la T .

In questo modello si individuano le specie chimiche più significative nei prodotti, considerando anche dissociati (cosa che non facevamo sopra) e si scrive un'equazione secondo cui la somma di frazioni molari deve essere unitaria nonché le equazioni degli equilibri chimici delle reazioni chimiche e dei bilanci atomici, in modo da avere tante equazioni quante incognite. Si otterrà quindi un sistema di equazioni non lineari da risolvere del tipo:

Quindi si arriva a scrivere che ad una data T e p ho le n_i di ogni specie, da cui è possibile il calcolo di H_P . Dato H_P si verifica se $H_P = H_R$, se non è così faccio un altro tentativo con nuove equazioni e così via.

3.5.2 Approccio della cinetica chimica

Con l'approccio abbiamo detto che si tende a sovrastimare la temperatura finale perché non si considerano le dissociazioni, diventa quindi necessario cambiare approccio.

Con la cinetica chimica si tiene in conto di n reazioni e m specie chimiche, a seconda del grado di complicazione desiderato dove n e m lo decidiamo noi a seconda del grado di complicazione e accuratezza del modello desiderato.

Siccome però la cinetica chimica di molte reazioni non è ancora perfettamente chiara risulta difficile fare modelli che costano poco a livello numerico.

- Flusso 1D
- Nessuna diffusione
- Processo adiabatico
- Pressione costante

In assenza di diffusione, il processo di combustione adiabatico monodimensionale di una miscela di gas ideali è descritto da:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + w \frac{\partial n_i}{\partial x} = f_i(n_i, T)$$

Ovvero che la variazione nel tempo e nello spazio delle frazioni molari n_i di una singola specie sono funzione di n_i e di T .

Il modello più semplice di questo tipo è il **Constant Pressure Batch Reaction** in cui si considera, oltre alle ipotesi dette prima, anche un'assenza di convezione ($w=0$), ossia è come se mettessimo i reagenti in un contenitore di cui io conosco il volume (batch), accendessimo la reazione e vedessimo come evolve nel tempo la formazione delle specie.

Si ottiene che la frazione molare della specie varia come:

$$\frac{dn_i}{dt} = f_i(n_i, T)$$

Si nota che si tratta di un sistema di ODE di tipo Stiff.

Ovvero che genera un grafico come quello a destra che, considerando che $w=0$, $p=\text{cost}$ e la stanza è chiusa ha un andamento che ci si aspettava ovvero che prima velocemente e poi sempre più lentamente la quantità di combustibile decade.

Un altro modello di questa tipologia è il **Plug Flow Reactor** in cui si considera $w \neq 0$ ma la variazione nel tempo nulla per cui si scrive che:

$$w \frac{dn_i}{dx} = f_i(n_i, T)$$

Anche in questo caso si tratta di un sistema di ODE di tipo Stiff.

Entrambi i modelli quindi arrivano a scrivere un sistema di equazioni differenziali che è risolubile ma con difficoltà, si cercano quindi modelli un po' diversi.

Un esempio di questo è il **Well Stirred Reactor** in cui l'approccio è diverso siccome si parte dal modello Plug Flow ovvero si utilizza un modello stazionario in cui la derivata nel tempo è nulla e si considera $w \neq 0$ in modo che i reagenti e i prodotti escano dal volume come vogliono e il processo lo si considera continuo. Si considera poi un miscelamento perfetto e istantaneo tra quello che entra e quello che esce.

Con queste ipotesi è come se stessi considerando un sistema chiuso in cui entrano i reagenti, si miscelano perfettamente e continuamente escono prodotti per cui è possibile passare alle differenze finite e scrivere che:

$$w \frac{\Delta n_i}{\Delta x} = f_i(n_i, T)$$

Se consideriamo poi che $\dot{m} = \rho A w$ e che il volume posso scriverlo come $V = A \Delta x$ allora ho che:

$$\frac{\dot{m}}{\rho V} \Delta n_i = f_i(n_i, T)$$

ossia un sistema di equazioni, che è però non lineare e può avere, quindi, più soluzioni.

Dove il peso molare si calcola, per questo tipo di combustibile, come:

$$M_f = 12x + y$$

Le concentrazioni di fuel e ossigeno si esprimono in funzione delle frazioni molari moltiplicando queste ultime per la densità molare che calcolo sapendo che:

si può quindi dire che:

$$[C_xH_y] = \bar{\rho} Y_{C_xH_y} = \frac{p}{RT} Y_{C_xH_y}$$

analogamente posso scrivere per $[O_2]$.

Sostituendo nell'equazione di Arrhenius si ha che:

$$RR_f = M_f A e^{-\frac{T_{act}}{T}} \left(\frac{p}{RT}\right)^2 Y_{C_xH_y} Y_{O_2}$$

Come visto precedentemente è possibile scrivere il numero delle moli dei prodotti N_p e le frazioni molari delle specie Y_i in funzione di grandezze che già conosco quindi alla fine si arriva ad un'espressione di RR_f in funzione di solo ϵ .

$$RR_f = M_f A e^{-\frac{T_{act}}{T}} \left(\frac{p}{RT \sum N_p}\right)^2 \phi(1-\epsilon)(1-\epsilon\phi)$$

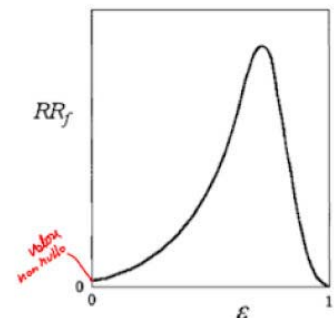
Possiamo quindi creare un diagramma di $RR_f=f(\epsilon)$.

Si nota che come ci si aspettava se la reazione avviene o è già avvenuta quindi per $\epsilon \approx 0$ e $\epsilon \approx 1$ allora la velocità di reazione, quindi RR_f , risulta molto bassa. Ci sarà poi un valore di ϵ che è circa il 70% per cui invece RR_f è massimo.

Andando avanti con la reazione poi ho che varia la T e il numero di moli delle specie residue per cui $N_p=f(\epsilon)$.

Adesso la domanda che ci facciamo è: quale ϵ dobbiamo scegliere per la PZ?

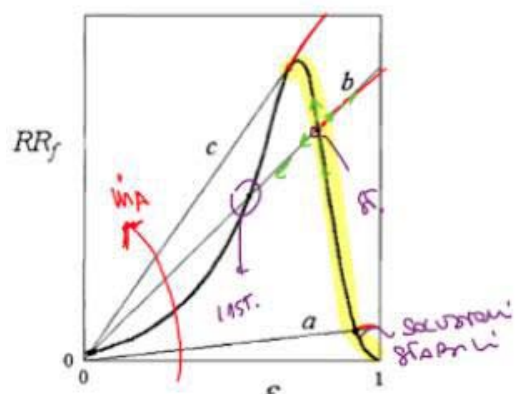
Se invociamo il principio di conservazione della portata stazionaria (di fuel) abbiamo:



Dove V è il volume della PZ considerando un WSR e $\dot{m}_{b-OUT}=(1-\epsilon)\dot{m}_{b-IN}$ perché quello che esce di fuel è pari a quanto non combusto allora $\dot{m}_{b-IN}=\Phi f_{st} \dot{m}_{aria}$ per cui posso scrivere che:

in questo modo sono riuscito ad esprimere RR_f in maniera lineare con ϵ ottenendo un'equazione che dipende da Φ che conosco, f_{st} che conosco, ϵ che è la mia variabile e il parametro \dot{m}_{aria}/V che faccio variare.

E' possibile quindi creare il grafico a destra in cui si nota che le rette possibili sono di 3 tipologie e ognuna intersecherà la curva di RR_f in dei punti detti punti di funzionamento. Di questi punti di funzionamento ci interessano solo quelli a valori di ϵ abbastanza elevati perché se ϵ è troppo basso vuol dire che la combustione praticamente non è neanche avvenuta per cui se lavorassi a quella ϵ quello che entrerebbe uscirebbe.



Si nota che il grafico di $I=f(\epsilon)$ ha un massimo per ogni valore di Φ , è possibile quindi segnarsi questi valori si I_{MAX} dato ogni valore di Φ e diagrammarli ottenendo una curva $\Phi=f(I_{MAX})$ all'interno della quale è presente il campo di stabilità in cui è possibile la combustione mentre all'esterno si ha il blowout.

Si nota che all'esterno del campo di stabilità la fiamma non sopravvive perché si hanno velocità troppo elevate quindi il combustibile non sta abbastanza tempo all'interno della camera.

Questa curva che si ottiene in verità è analoga a quella di $RRf=f(\epsilon)$ che abbiamo visto prima perché aveva una pendenza che dipendeva da \dot{m}_{aria}/V che di fatto è I . Anche in quella curva si notava che se io cerco di avere I alto dopo un po' arrivo ad un limite (retta c) perché il volume non è abbastanza grande per supportare una combustione con una portata così grande perché non c'è più abbastanza tempo per reagire.

Vogliamo adesso cambiare approccio rispetto all'utilizzo del potere calorifero e utilizzare le entalpie. Secondo questo approccio si assegna un valore di carico $I=f(\Phi, \epsilon, T)$ e ipotizzando di conoscere Φ posso dire che $I=f(\epsilon, T)$ dove ϵ è il grado di avanzamento della reazione. A questo punto siccome I lo so posso ricavare, per ogni valore di T , un valore di ϵ , dato ϵ posso ricavare le frazioni molari Y_i e le entalpie molari della specie i -esima e calcolare quindi l'entalpia totale come $\sum H_i Y_i$ a quel valore di T .

I valori di entalpia che si considerano e calcolano in questo modo sono:

- Entalpia dei reagenti e dei prodotti in condizioni di equilibrio (R) a inizio combustione
- Entalpia dei reagenti e dei prodotti in condizioni di combustione completa (P)
- Entalpia iniziale dei reagenti (H^*), nota attraverso la conoscenza della temperatura in ingresso dal combustore

Si nota che è possibile creare quindi un grafico di $H=f(T)$.

Dove dato il valore di H^* è possibile ricavare le condizioni di inizio combustione (IN) e di AFT che sono quelle nel caso di combustione adiabatica.

Con il processo descritto si nota che è possibile il calcolo di H in funzione di ϵ quindi in ogni istante conoscere il valore di entalpia ottenendo le forme che sono presenti nel grafico sovrastante in cui si nota che la curva dipende dal carico I .

Si nota che la curva 1 è quella voluta in quanto ha tre soluzioni come accadeva per la retta b del grafico $RRf=f(\epsilon)$.

Queste 3 soluzioni, evidenziate sul grafico, sono tali per cui:

1. Nessuna accensione
2. Soluzione instabile
3. Soluzione stabile

Che nel caso di swirler assiale con palette piatte raffigurato in figura diventa:

$$S_N = \frac{2}{3} \frac{1 - \left(\frac{D_h}{D_t}\right)^3}{1 - \left(\frac{D_h}{D_t}\right)^2} \tan \theta$$

Si nota che al fine di ottenere il ricircolo è necessario che sia $SN > 0,6$ perché per questo valore di SN il flusso è abbastanza accelerato da creare una depressione. Tuttavia, se si aumenta troppo tale numero, si ottiene solo un allungamento della bolla che io non voglio troppo grande, per cui ci si tiene intorno a $SN \approx 1$ in condizioni nominali.

3.8 Temperature transverse quality e lunghezza del combustore

Uno dei più importanti, ma anche difficili, problemi da gestire nel design e sviluppo di una camera di combustione è quello di ottenere una soddisfacente e fattibile **profilo di temperatura** lungo il raggio delle palette di turbina, ovvero all'uscita del combustore. Questo condiziona soprattutto la lunghezza del combustore.

Questo profilo attualmente viene definito e controllato da dei fori di diluizione presenti al termine del Liner, nel combustore poi ci sono una serie di iniettori per cui se vado a vedere la mappa di T in uscita comparirà l'impronta di questi iniettori.

Questo fa sì che in generale ci sia una grande variazione di T sia in direzione radiale che rotazionale per cui possiamo vedere che $T=f(r,\delta)$.

Se, quindi, andiamo a rappresentare la temperatura in funzione del raggio della paletta di turbina (media sul raggio) e sovrapponiamo ciò al profilo che vorremmo idealmente realizzare, possiamo individuare 3 punti/intervalli notevoli di temperatura.

- Scarto tra la temperatura media ingresso turbina e la temperatura massima delle massime raggiunta in realtà nel profilo (prendo il massimo tra tutti i valori misurati ovunque su tutti i raggi, non medi) $\rightarrow T_{max} - T_4$
- Scarto tra la temperatura ingresso turbina e la temperatura media massima $T_{mr} - T_4$.
- Massimo scarto tra le curve del profilo com'è e del profilo design $(T_{4r} - T_{4d})_{max}$

In particolare si nota che la temperatura media massima T_{mr} rappresenta il valore massimo tra tutti i valori di temperatura dato il raggio r.

In questo modo possiamo definire altrettanti parametri utili al design che si trovano normalizzando per $T_4 - T_3$ le differenze sopra viste dove con $T_4 - T_3$ si considera il riscaldamento globale del combustore.

Questi sono:

- **Pattern Factor** che è usato per le palette statoriche in quanto indica la presenza di un T_{MAX} che se finisce su una paletta statorica non va assolutamente bene perché poi non si muovono. $PF = \frac{T_{max} T_4}{T_4 - T_3}$
- **Profile Factor** che viene usato più per le palette rotoriche in quanto considera la temperatura media massima $PrF = \frac{T_{mr} - T_4}{T_4 - T_3}$
- **Turbine Profile Factor** che indica la distanza tra il profilo di temperatura voluto e quello progettato, tra i tre è il parametro meno usato. $TPF = \frac{(T_{4r} - T_{4d})_{max}}{T_4 - T_3}$

Si nota che però a causa della distribuzione delle grandezze di queste droplets, molte di quelle di grandi dimensioni supportavano una combustione two-phase, che è responsabile dell'emissione di fumi inquinanti e particolato (UHC), a causa dell'incompleta vaporizzazione e combustione per questo motivo si è cambiato metodo.

Si è sviluppato il cosiddetto **airblast atomizer**, che è in grado di svincolare l'atomizzazione dal salto di pressione sentito dal liquido, grazie alla creazione di una velocità aria/liquido (accelero l'aria) che stira il getto liquido. L'aria necessita di salti di pressione modesti per avere velocità elevate, per cui si può così avere una buona atomizzazione per ampi campi di funzionamento del motore.

Questo ha effettivamente eliminato il problema del particolato, dando vita, dopo il 1970, ai primi combustori "smokeless". Tuttavia, questa soluzione ha uno stretto campo di stabilità e una scarsa atomizzazione all'avviamento del motore, in quanto la portata d'aria non è adeguata.

Per fare un ulteriore passo avanti si sono sviluppati i **premix vaporizer**, dove il combustibile è iniettato in una camera che precede la camera di combustione, per ottenere una vaporizzazione e mixing completo prima dell'accensione. Così come anche nel post-combustore, trattandosi anche questo di un flusso premiscelato il principale problema qua è il flashback, ossia la fiamma che risale il condotto e che la fiamma può essere spazzata via.

Particolare menzione è da fare a quanto sviluppato da GE, ossia il **TAPS** (Twin Annular Premixing Swirler), soluzione ibrida staged/premixed che prevede una coppia di iniettori concentrici (airblast convenzionali) per lo staging radiale ed un premix che fa uso di ricircolo intorno al pilot per premiscelare.

3.10 Emissioni

Il motore deve funzionare in un ampio range di equivalence ratio Φ , ma al variare di tale parametro abbiamo che possono formarsi o meno svariati inquinanti:

- **UHC (Idrocarburi Incombusti) e CO.** Si formano per basse temperature e pressioni ovvero quando ho velocità basse e tempi di residenza piccoli. Si formano quindi quando il motore lavora in Idle o vicino. Per eliminarli serve avere buoni tempi di residenza e quantità sufficienti di ossigeno, oltre che ovviamente alta temperatura e pressione. Il problema è però che il volume non può essere aumentato all'infinito perché deve stare in un certo range.
- **Soot o Particolato.** Si forma per cause chimiche e fisiche in primario ricco di fuel. Gli iniettori moderni hanno risolto il problema.
- **NOx.** Si generano per diversi meccanismi, attualmente ne sono stati identificati 4:
 - Ossidazione dell'azoto molecolare nella zona post fiamma che si ha perché le temperature sono maggiori di 1800K e i tempi di residenza sono abbastanza alti.
 - Formazione di NO nella zona di fiamma
 - Formazione di N₂O durante una reazione intermedia
 - Ossidazione dei composti contenenti azoto all'interno del fuel

Il maggiore colpevole è il primo (thermal NO), che si forma se ci sono alte temperature e alti tempi di residenza nel combustore. Questo, tra l'altro, è in contrasto con la volontà di evitare la formazione di UHC e CO.

Questo succede se consideriamo il combustore tradizionale è che durante il volo, come detto, abbiamo un ampio range di manetta ma siccome tutto il combustibile viene messo nella PZ allora lì posso avere un ampio range di Φ .

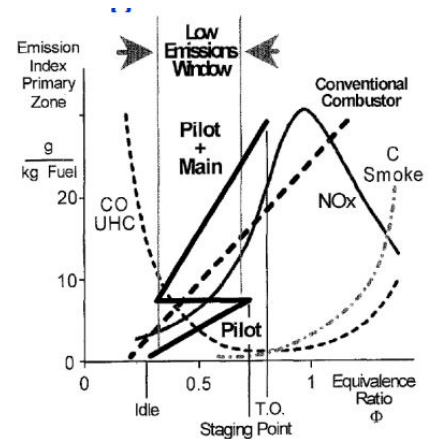
Questo lo si può notare dalla figura sottostante in cui in funzione della manetta passo dalle condizioni di Idle a quelle di Take Off per cui Φ varia. A me piacerebbe avere una finestra più ristretta di variazione che è

Facendo in questo modo ottengo un effetto a ZigZag dell'andamento di Φ in quanto aumento la Φ solo nel Pilot (A) fino ad arrivare al limite della zona a basse emissioni e poi accendo il Main (B) facendo avvenire la combustione in entrambe le parti (A+B) per continuare a stare nella zona di basse emissioni anche in condizioni di TO.

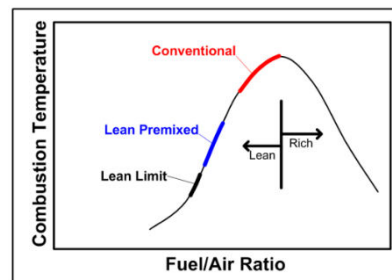
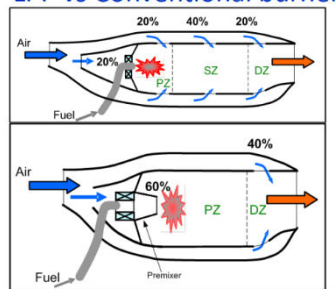
La terza possibilità che si è sviluppata per ridurre ancora le emissioni è il **Lean Premix Vaporizer** in cui l'idea è quella di vaporizzare e premiscelare il combustibile e l'aria prima della combustione usando un basso Φ , così da evitare zone troppo calde che determinano alto NOx, in condizioni prossime al blowout. In questa tipologia di combustori c'è però il problema del flashback e dell'instabilità a Φ troppo bassi.

Se vado a confrontare il LPV e il combustore tradizionale si vede che il LPV ha una zona primaria + una zona secondaria che sono unite per cui l'aria della PZ e della SZ la metto tutti assieme e poi quella che resta la metto nella DZ. Facendo in questo modo devo variare l'iniettore, la forma, la lunghezza e la larghezza e i tempi.

Si nota che il LPV lavora in generale a T più basse di quelle dei combustori tradizionali, ci sarà poi sempre un limite inferiore di T che non posso superare perché poi non ci sarà più la fiamma.



LPP vs Conventional burner



4.1 Analisi dimensionale

Questo è il primo strumento di analisi che si usa per capire come fare il matching tra i vari componenti del motore e capire quanto manette ho, questo strumento in verità non è utile per il matching dei componenti ma permette di capire da quali parametri dipende il funzionamento dei vari componenti.

Grazie a questo strumento è possibile determinare come rendere adimensionali i vari parametri, nonché quali sono le grandezze da cui dipendono le prestazioni adimensionate e qual è l'effetto delle condizioni ambiente sulle prestazioni a comandi bloccati.

Per applicare l'analisi dimensionale bisogna avere una conoscenza generale del fenomeno in esame, così da riuscire a identificare correttamente le variabili fisicamente significative. Non verranno però considerati le costanti e i numeri come γ, R, \dots

Teorema 4.1.1 (di Buckingham). Se in un fenomeno fisico intervengono n grandezze, delle quali m è il numero di grandezze fondamentali, allora è possibile ricondurre il legame tra le n grandezze ad un legame tra $m-n$ numeri puri.

Grazie a questo teorema possiamo esprimere una qualsiasi grandezza fisicamente significativa come funzione di grandezze adimensionate, quindi renderla anch'essa una grandezza adimensionata. In parole più rigorose, possiamo scrivere una relazione funzionale del tipo:

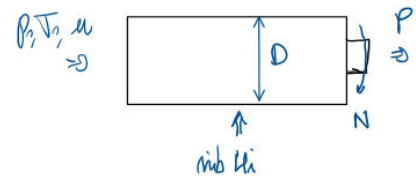
$$F(G_1^{\alpha_1}, \dots, G_n^{\alpha_n}) = 0$$

dove G_i sono le grandezze fisicamente significative e α_i sono degli esponenti numerici. Facciamo di seguito un esempio.

4.2 Esempio 1: turboshaft

Consideriamo un generico propulsore turboshaft. Per come esso è fatto, possiamo individuare 7 variabili significative fisicamente, quali:

- Potenza generata P
- Dimensioni (diametro) D
- Pressione ambiente p_0
- Temperatura ambiente T_0
- Velocità di volo u
- Numero di giri N
- Potenza termica $\dot{m}_b H_i$



Vogliamo quindi esprimere il legame tra queste 7 grandezze in termini del legame di $7-m$ grandezze adimensionali. Dobbiamo, però, trovare quali sono queste m grandezze fondamentali. Possiamo senza dubbio affermare che esse sono:

- Massa
- Lunghezza
- Tempo
- Temperatura

Tuttavia, possiamo ricordare che RT è una velocità al quadrato, quindi già compresa in L e t , per cui abbiamo solo più $m = 3$ grandezze fondamentali, ossia L , M e t . Per il teorema di Buckingham, avremo che il legame tra le 7 grandezze fisicamente significative sarà esprimibile mediante un legame tra 4 numeri puri y , x_1 , x_2 , x_3 . La y sarà la variabile di nostro interesse, mentre le x_1 , x_2 , x_3 saranno i parametri indipendenti che la descriveranno.

Arriveremo a scrivere che:

$$F(y, x_1, x_2, x_3) = 0$$