# POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale

Tesi

# Studio numerico di condizioni di disadattamento di ugelli a campana singola e doppia



Relatore: Michele Ferlauto

> Candidato: Enrico Staffilano

Aprile 2022

# Sommario

La tesi in oggetto ha lo scopo di validare i risultati sperimentali di due articoli sugli ugelli a campana singola e doppia, in particolare verrà analizzata una configurazione geometrica e si varierà il Nozzle Pressure Ratio, con la conseguente analisi del flusso interno, con particolare attenzione al punto di giunzione tra le due campane. Si analizzeranno quindi alcuni parametri con particolare attenzione alle pressioni di parete e al numero di Mach della configurazione in esame.

Nel primo articolo la geometria fornita verrà tenuta fissa e i parametri variabili saranno all'esterno; quindi, si varieranno le condizioni in uscita per validare i risultati. Il secondo modello anch'esso avrà geometria fissa ma condizioni di uscita fisse, si varieranno le condizioni in ingresso. Si svilupperà l'analisi CFD mediante l'uso del software Fluent e lo scopo ultimo sarà quello di validare e confrontare i risultati sperimentali con quelli numerici ottenuti.

In secondo luogo, la Tesi proporrà un'analisi sperimentale sul Thrust Vectoring applicato all'ugello discusso durante la validazione del secondo articolo. In particolare verranno studiati alcuni NPR di riferimento e si varieranno altre condizioni quali la portata del flusso secondario e la posizione rispetto all'estensione della campana di quest'ultimo. Si analizzeranno quindi i risultati delle configurazioni.

# Indice

1. Ugelli a doppia campana4
1.1 introduzione4
1.2 Design5
1.2.1 Il metodo delle linee caratteristiche5
2.2.2 Design della prima campana
1.2.3 Design della seconda campana e del Dual Bell
1.3 Modello numerico9
1.3.1 Equazioni di Eulero
1.3.2 Discretizzazione con metodo Upwind 12
1.3.3 Risoluzione del problema di Riemann e utilizzo del modello di Godunov
1.3.4 Modello di turbolenza
2. Validazione17
2.1 Articolo su ugello a campana singola17
2.2 Validazione su Ugello a campana doppia25
2.2.1 Validazione dei tre casi proposti
3. Sperimentazione su configurazione con vettorizzazione della spinta
3.1 Cenni sul thrust vectoring
3.2 Caso di studio40
3.2.1 Caso con portata secondaria del 5% 41
3.2.2 Caso con portata secondaria del 7.5% 45
3.2.3 Caso con portata secondaria del 2.5% 48
4. Conclusioni
5. Bibliografia

# Capitolo 1

# 1. Ugelli a doppia campana

# 1.1 introduzione

Il motivo dell'introduzione degli ugelli a doppia campana è legato ai differenti valori di pressione dell'atmosfera incontrati durante una tipica missione spaziale. Un ugello convenzionale a campana singola è progettato con una sola pressione di adattamento e di conseguenza questo opererà in condizioni di design a un valore di pressione corrispondente ad una quota ben definita. Alle altre quote operative il flusso all'interno sarà sottoespanso per pressioni inferiori a quella di progetto, con relativa perdita di spinta da parte dell'ugello; per pressioni superiori invece il flusso sarà sovraespanso e si genereranno all'interno fenomeni instabili come gli urti che possono generare forti carichi laterali, separazioni e altri fenomeni negativi per le prestazioni dell'ugello.

Per contrastare in parte queste perdite negli anni '90 si inizia a studiare la configurazione a doppia campana che prevede l'inserimento di una campana (estensione) a valle di quella principale (base). In questo modo si avranno due pressioni distinte di adattamento in cui l'ugello lavora in condizioni di design, ciascuna relativa alla campana di riferimento. La prima campana quindi dalla pressione atmosferica fino alla prima pressione di adattamento, durante questa fase la seconda campana verrà ignorata dal flusso in espansione. Si ha poi una fase di transizione in cui il flusso comincia ad aderire alla geometria successiva, non lambendola però completamente, fino alla fase in cui si raggiunge la quota corrispondente alla pressione di adattamento della seconda campana, in cui il flusso la lambisce totalmente.



Figura 1.1 rappresentazione dei due modi operativi del Dual Bell

L'introduzione della seconda campana consente all'ugello di generare ulteriore spinta per pressioni inferiori a quella di adattamento della prima, permettendo quindi miglioramenti potenziali per quanto riguarda parametri fondamentali nel progetto di una missione spaziale quali l'aumento della massa del payload trasportato o l'incremento dell'impulso specifico.

### 1.2 Design

#### 1.2.1 Il metodo delle linee caratteristiche

Il progetto della geometria delle campane dell'ugello è un processo molto importante. La tecnica maggiormente utilizzata per rappresentare il contorno è la MOC. Il metodo alle linee caratteristiche è applicato secondo le seguenti ipotesi:

- Il flusso è isentropico, stazionario e irrotazionale
- Il flusso analizzato è interamente supersonico
- Il fluido è un gas perfetto
- L'effetto della forza di gravità è trascurabile

Il metodo prevede la rappresentazione dei disturbi mediante linee di pressione la cui direzione è ortogonale alla direzione di propagazione del fluido, la pendenza è dipendente dalla velocità e quindi al numero di Mach locale.

Il comportamento d'interesse è quello studiato nelle espansioni di Prandtl-Meyer in cui sono presenti solo una famiglia di linee caratteristiche in cui le proprietà del fluido rimangono uniformi e la velocità di ogni punto dipende solo dalle condizioni iniziali e dalla direzione locale del flusso.

Per la descrizione delle equazioni che governano tale metodo si parte dall'equazione del potenziale della velocità:

$$(a^{2}-\phi_{x}^{2})\phi_{xx}-2\phi_{x}\phi_{y}\phi_{xy}+(a^{2}-\phi_{y}^{2})\phi_{yy}=0$$

In cui le derivate prime del potenziale corrispondono a  $u = \phi_x$   $v = \phi_y$  che sono le componenti del vettore velocità V. Si introduce quindi l'equazione del suono:

$$a^2 = a_0^2 - \frac{\gamma - 1}{2}(\phi_x^2 + \phi_y^2)$$

Si risolve quindi l'equazione del potenziale della velocità individuando due soluzioni:

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{C^{+}} = \frac{-\frac{uv}{a^{2}} + \sqrt{\frac{u^{2} + v^{2}}{a^{2}} - 1}}{1 - \frac{u^{2}}{a^{2}}}$$
$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{C^{-}} = \frac{-\frac{uv}{a^{2}} - \sqrt{\frac{u^{2} + v^{2}}{a^{2}} - 1}}{1 - \frac{u^{2}}{a^{2}}}$$

Si nota quindi come le linee caratteristiche siano reali solo nel caso di flusso supersonico

$$u^2 + v^2 > a^2$$

Si passa quindi da un riferimento cartesiano ad uno polare in cui  $u = V cos\theta$   $v = V sin\theta$  e si introducono le seguenti relazioni fisiche:

$$\frac{V}{a} = M$$
;  $M = \frac{1}{\sin\mu}$ ;  $\sqrt{M^2 - 1} = \frac{1}{\tan\mu}$ 

L'equazione delle linee caratteristiche ottenuta effettuando le sostituzioni è la seguente:

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{C^{\mp}} = \frac{-\frac{\cos\theta\sin\theta}{\sin^{2}\mu} \pm \frac{1}{\tan\mu}}{1 - \frac{\cos^{2}\theta}{\sin^{2}\mu}}$$

Mediante relazioni trigonometriche tra  $\mu e \theta$  si ottiene la relazione finale che descrive le linee caratteristiche, inclinate dell'angolo  $\mu$  rispetto al vettore velocità V.



Figura 1.2 rappresentazione delle linee caratteristiche

Si introducono quindi le equazioni di compatibilità per le relazioni delle linee caratteristiche, che sono le funzioni di Prandtl-Meyer. L'angolo v è quello formato dalle linee caratteristiche con la direzione del Mach locale.

$$\theta + \nu(M) = K_{-}$$
  
 $\theta - \nu(M) = K_{+}$ 

Sono relazioni costanti valide lungo le linee caratteristiche. Si nota come queste siano indipendenti da x e y e siano risolvibili pur non conoscendo la geometria da analizzare, questa considerazione però vale solo nel caso 2D. Per la seguente analisi il campo sarà considerato regione ad onda semplice pertanto le linee caratteristiche saranno rappresentate con delle rette.

#### 2.2.2 Design della prima campana

Si procede quindi con il design della prima campana. Si introduce  $R_t$  raggio di gola del caso in esame e si genera un ventaglio di espansione di angolo  $\theta^*$ riferito al numero di Mach di uscita di design

$$\theta^* = \frac{\nu(M_e)}{2}$$

Con l'invariante di Prandtl-Meyer v(M) così definita:

$$\nu(M) = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} (M^2 - 1) - \tan^{-1} \sqrt{(M^2 - 1)}$$

Si divide quindi la regione di espansione in N linee caratteristiche, si avrà quindi per  $0 \le \theta \le \theta^*$ 

$$\Delta \theta = \Delta \nu = \frac{\theta^*}{N-1}$$

La rappresentazione è quindi possibile per N>2 linee caratteristiche.

Si considera ora il punto 1 che è il primo ad intercettare l'asse di simmetria dell'ugello



Figura 1.3 schema iniziale per il calcolo del design usando il MOC

Per questo primo punto di conosce  $y_1 = 0$  mentre  $\theta_1 = v_1 = \theta^* - INT(\theta^*)$  dove  $INT(\theta^*)$  è il valore intero dell'angolo massimo della gola. Si ricavano quindi i valori di x e di  $\mu$ 

$$\mu_1 = \sin^{-1} \frac{1}{M}$$
$$x_1 = \frac{y_t}{\tan(\mu_1 - \theta_1)}$$

Si ricavano quindi i punti interni della griglia ottenuta sfruttando alcune relazioni ausiliarie, tutte in funzione dei parametri  $\mu$ ,  $\theta \in \nu$ . Nell'analisi di questi punti si possono inoltre utilizzare le equazioni di compatibilità tra punti che giacciono sulle stesse linee caratteristiche. Si determina quindi il valore  $\theta + \nu(M) = K$  per un punto e lo si considera costante a  $\theta + \nu(M) = K_{-} \circ \theta + \nu(M) = K_{+}$  in base alla linea caratteristica considerata. Rappresentando i punti della griglia su un piano odografico si può identificare con più facilità l'appartenenza di questi alla stessa linea caratteristica.

Procedendo in questo modo si ricava quindi il contorno dell'ugello di lunghezza minima per un determinato Mach di uscita. La rappresentazione è tanto più accurata quanto più linee caratteristiche vengono considerate nel calcolo.



Figura 1.4 ugello rappresentato usando 10 linee caratteristiche,  $\gamma = 1.4 M_e = 3$ 



Figura 1.5 ugello rappresentato usando 100 linee caratteristiche,  $\gamma = 1.4 M_e = 3$ 

#### 1.2.3 Design della seconda campana e del Dual Bell

Per il design della doppia campana ci sono due metodi principali di progetto: il primo è il CP (Costant wall Pressure), il secondo è il PP (Positive wall Pressure Gradient). La caratteristica comune di queste due tecniche di progetto è quella di ridurre molto il tempo di transizione tra i due modi operativi dell'ugello a doppia campana, ovvero quello a quota di progetto della prima campana e quello alla quota operativa di progetto della seconda campana. Il fine ultimo è di limitare il funzionamento durante la fase di transizione.

Queste due tecniche prendono in considerazione la pressione in uscita dalla prima campana e determinano la seconda utilizzando questo valore di pressione: si avrà quindi la continuità di questa grandezza lungo tutto l'ugello. Se invece si decide di progettare la seconda campana con il metodo alle linee caratteristiche per poi imporre la continuità geometrica con la prima, ovvero considerando la sezione di uscita della prima campana e facendo iniziare la seconda troncando inizialmente la stessa fino a raggiungere la sezione corrispondente a quella terminale della prima; traslando e facendo coincidere le due sezioni (terminale della prima e iniziale della seconda) si ottiene un ugello a doppia campana secondo un metodo totalmente geometrico. Si è però trascurata ogni tipo di analisi sulle pressioni in uscita dalla prima campana e in ingresso dalla seconda.

Seguendo questi due metodi di progetto indipendenti tra loro si ottengono ugelli differenti per lunghezza e prestazioni.

### 1.3 Modello numerico

Il modello che si andrà ad utilizzare prevede l'utilizzo delle equazioni di Eulero, in quanto il flusso all'interno dell'ugello è considerato inviscido. Si trascura quindi ogni effetto legato agli attriti e alla viscosità a parete, alla diffusività e alla trasmissione del calore tra fluido e parete dell'ugello. il fluido considerato verrà assunto gas perfetto e seguirà tale legge per la relazione tra densità, temperatura e pressione, inoltre si sviluppa ad alta velocità e per numeri di Mach maggiori di 0.3 perciò saranno trattati gli effetti legati alla compressibilità quali urti e fasci di espansione. Lo schema utilizzato è bidimensionale e il flusso è considerato isoentropico.

### 1.3.1 Equazioni di Eulero

Il modello di Eulero in fluidodinamica analizza il problema seguendo tre relazioni principali, rispettivamente l'equazione della continuità, o bilancio della massa, l'equazione di bilancio della quantità di moto e l'equazione di bilancio dell'energia. Queste relazioni possono essere utilizzate in forma differenziale o integrale in funzione dell'approccio al problema da analizzare. Vengono nel seguito presentate in forma conservativa espresse con l'approccio euleriano:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \ \vec{q} \ ) = 0\\ \frac{\partial (\rho \ \vec{q})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \ \vec{q} \ \vec{q} \ ) = - \ \nabla p\\ \frac{\partial (\rho \ E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \ E \ \vec{q} \ ) = - \ \nabla \cdot (\vec{q} p) \end{cases}$$

I termini che sono presenti nelle equazioni sono:

- ρ è la densità del fluido
- $\vec{q} = \{u, v, w\}^T$  è il vettore velocità, nell'analisi bidimensionale w è assente
- p è la pressione della particella fluida
- $E = e + \frac{q^2}{2}$  è l'energia totale

Si trascura quindi come evidenziato dalle equazioni qualunque termine sorgente esterno, come ad esempio la forza gravitazionale, e tutti i termini viscosi (non c'è infatti alcun tensore degli sforzi o termine viscoso).

La soluzione di questo sistema è possibile grazie all'introduzione della relazione dei gas perfetti con cui si ottengono 5 equazioni in altrettante incognite

$$p = \rho RT$$

Si procede quindi alla rappresentazione secondo linee caratteristiche del set di equazioni di Eulero nell'ipotesi di flusso unidimensionale. Lo schema di soluzione prevede l'utilizzo del metodo dei volumi finiti in cui le grandezze nei volumi di dominio quadrangolare, sufficientemente piccoli, sono considerate costanti e i flussi attraverso la superficie delle celle in cui è diviso il dominio. Il modello a cella centrata prevede infatti le grandezze costanti al centro della cella da cui partono poi i flussi uscenti o entranti dai quattro lati della cella secondo una direzione normale al bordo della cella stessa considerata.

Si esprime il sistema in un'unica relazione matriciale scritta in forma differenziale

$$U_t + F_x = 0$$
$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ E \end{pmatrix} \quad F = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (p + E)u \end{pmatrix}$$

Si può però trasformare questo sistema di equazioni appena introdotto in una forma lineare introducendo la matrice  $A = \frac{\partial F}{\partial U}$  ottenendo  $U_t + AU_x = 0$ 

Si rielabora poi il set di equazioni di Eulero ottenendo il sistema seguente con le equazioni di compatibilità, di bilancio della quantità di moto e di energia in funzione delle grandezze:

- u = velocità lineare
- a = velocità del suono
- s = entropia
- $\delta = \frac{\gamma 1}{2}$

$$\begin{cases} a_t + ua_x + \delta a u_x = 0\\ u_t + uu_x + \frac{a}{\delta} a_x - \frac{a^2}{\gamma R} s_x = 0\\ s_t + us_x = 0 \end{cases}$$

Trasformando questo sistema in una relazione matriciale si ottiene

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a \\ u \\ s \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} u & \delta a & 0 \\ \frac{a}{\delta} & u & \frac{a^2}{\gamma R} \\ 0 & 0 & u \end{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} a \\ u \\ s \end{pmatrix} = 0$$
$$\frac{\partial V}{\partial t} + A' \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$
$$V_t + A' V_x = 0$$
$$V = \begin{pmatrix} a \\ u \\ s \end{pmatrix} \qquad A' = \begin{bmatrix} u & \delta a & 0 \\ \frac{a}{\delta} & u & \frac{a^2}{\gamma R} \\ 0 & 0 & u \end{bmatrix}$$

Si determinano ora le linee caratteristiche risolvendo il problema agli autovalori di A' quindi risolvendo l'equazione  $det|A' - \lambda I| = 0$ 

$$det \begin{bmatrix} u - \lambda & \delta a & 0 \\ \frac{a}{\delta} & u - \lambda & \frac{a^2}{\gamma R} \\ 0 & 0 & u - \lambda \end{bmatrix} = 0$$

Si ottiene un'equazione con 3 soluzioni reali di  $\lambda$ , il sistema è pertanto iperbolico. Le soluzioni di  $\lambda$  rappresentano la pendenza delle linee caratteristiche e valgono rispettivamente

$$\lambda_1 = u - a$$
;  $\lambda_2 = u$ ;  $\lambda_3 = u + a$ 

Pag. 10/55

Per la risoluzione di problemi subsonici quindi si avrà una linea caratteristica da sinistra e due da destra mentre per problemi di natura supersonica si avranno tutte le linee caratteristiche provenienti da destra con pendenza positiva.

Si ricavano le equazioni di compatibilità lungo le tre linee caratteristiche appena determinate ricavando gli autovettori associati al problema appena proposto. Si vogliono quindi determinare gli "Invarianti di Riemann". Si procede quindi a risolvere la seguente equazione matriciale

$$L^{-1}\frac{\partial V}{\partial t} + L^{-1}A'\frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

Con  $L^{-1} = \begin{pmatrix} l_1 \\ l_2 \\ l_3 \end{pmatrix}$  e  $l_1, l_2, l_3$  autovettori del problema.

Si ottiene moltiplicando il secondo termine per  $LL^{-1}$ il sistema seguente

$$L^{-1}\frac{\partial V}{\partial t} + \Lambda L^{-1'}\frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

Con  $\Lambda = L^{-1}A'L = diag(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3)$ ; introduco la variabile caratteristica  $dW = L^{-1}dV$  in modo da ottenere la forma

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \Lambda \frac{\partial W}{\partial x} = 0$$

Si risolve quindi il sistema sostituendo i valori ricavati nello sviluppo precedente:

$$\begin{cases} l_1 u + l_2 \frac{a}{\delta} = \lambda l_1 \\ l_1 \delta a + l_2 u = \lambda l_2 \\ -\frac{a^2}{\gamma R} l_2 + l_3 u = \lambda l_3 \end{cases}$$

Si risolve il sistema per i tre valori di  $\lambda$  ricavati dalla soluzione del sistema agli autovalori ricavando in questo modo gli autovettori definiti a meno di una costante. Si ottengono quindi i valori delle grandezze che si conservano lungo le linee caratteristiche, determinando appunto le equazioni di compatibilità:

$$dW = L^{-1}dV$$

$$\begin{cases} dW_1 = \frac{da}{\delta} - du - \frac{a}{\gamma R} ds = 0\\ dW_2 = ds = 0\\ dW_3 = \frac{da}{\delta} + du - \frac{a}{\gamma R} ds = 0 \end{cases}$$

Sviluppando ad esempio la seconda equazione di compatibilità si ricava l'equazione iniziale dell'energia scritta in forma di entropia:

$$dW_2 = ds$$

$$\frac{\partial W_2}{\partial t} + \lambda_2 \frac{\partial W_2}{\partial x} = 0$$
$$\frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} = 0$$

Assumendo un campo di moto isentropico, quindi imponendo ds = 0 si ottiene:

$$dW_2 = ds = 0$$
$$dW_1 = \frac{da}{\delta} - du = 0$$
$$d\left(\frac{a}{\delta} - u\right) = 0$$
$$W_1 = \frac{a}{\delta} - u = cost$$

Si è quindi determinato il valore  $W_1$  dell'invariante di Riemann lungo una linea caratteristica.

#### 1.3.2 Discretizzazione con metodo Upwind

Il metodo Upwind è uno degli schemi numerici ideali da utilizzare per risolvere le equazioni di Eulero perché, a vantaggio di altri (come, per esempio, le differenze centrate) risolve il problema fluidodinamico da sinistra verso destra, in una sola direzione. Essendo il problema fisico da analizzare solidale con questo schema di risoluzione è preferibile da utilizzare essendo anche molto efficiente.

Un altro vantaggio nell'utilizzo degli schemi numerici Upwind è che questi descrivono discontinuità anche molto ripide come alcuni urti senza produrre eccessivi errori o oscillazioni sulla soluzione.

Si considera ad esempio l'equazione iperbolica del trasporto lineare (equazione d'onda del primo ordine)

$$u_t + au_x = 0$$

Discretizzando con Upwind al primo ordine questa equazione con a>0 si ottiene il seguente schema numerico approssimato:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u_i - u_{i-1}}{\Delta x}$$

Il caso citato è rappresentativo per il monodimensionale; per il bidimensionale lo schema è analogo

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u_{m,n} - u_{m-1,n}}{\Delta x} + \frac{u_{m,n} - u_{m,n-1}}{\Delta x}$$

Si nota dai pedici come a differenza di altri schemi nel modello Upwind i punti i-esimi (o m-esimi, nesimi) sono influenzati solo da grandezze a monte del punto (o cella) in questione e non vengono interessati dalla presenza dei punti a valle. Lo schema a differenze centrate invece dove il punto (cella) è influenzato sia da quello precedente sia da quello successivo non sarà adatto a descrivere il flusso fluidodinamico di un ugello in quanto quest'ultimo evolve in una sola direzione e la dipendenza dai termini i+1-esimi tende a far esplodere inevitabilmente la soluzione.

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2\Delta x}$$

Lo schema di soluzione Upwind al secondo ordine è più accurato di quello del primo ordine in quanto presenta errore di troncamento quadratico e non più lineare. Presenta però alcuni svantaggi nell'analisi di regioni con forti gradienti per via degli errori di dispersione, si potrebbe infatti eccedere il range dei valori delle grandezze delle celle stesse. Di conseguenza quando si applica Upwind al secondo ordine è consigliato imporre dei limiti ai valori predetti alle facce.

1.3.3 Risoluzione del problema di Riemann e utilizzo del modello di Godunov

Considerando un sistema iperbolico che rappresenta le leggi di conservazione scritto in forma quasi lineare  $U_t + AU_x = 0$ . Si considera la condizione iniziale per t = 0 nota rappresentata come una funzione a gradino

$$U(x,t=0) = U_0(x) = \begin{cases} U_A & x < 0 \\ U_B & x > 0 \end{cases}$$

Si introduce quindi il problema di Riemann, o problema del tubo d'urto, in cui vengono presentate due zone A e B divise da un setto. Le grandezze fondamentali (pressione, temperatura e velocità) in A e B sono note, in particolare si ipotizza  $P_A > P_B$ 



Figura 1.6 problema di Riemann prima della rimozione del setto

In seguito alla rimozione del setto si creano quattro regioni omogenee, nell'ordine A C D B come rappresentato nel seguente schema, nascono infatti due onde acustiche e una superficie di contatto.



Figura 1.7 sviluppo dopo la rimozione del setto per t > 0

Si analizzano ora le sezioni e le relative interfacce: l'obiettivo è individuare le grandezze fisiche appartenenti ad ogni regione per risolvere a livello locale il sistema:

- Tra A e C è presente un ventaglio di espansione, si conserva l'invariante di Riemann legato
  - alle onde di prima specie  $\begin{cases} \left(\frac{a}{\delta} + u\right)_{C} = \left(\frac{a}{\delta} + u\right)_{A} \\ S_{C} = S_{A} \end{cases}$
- Tra C e D ho una discontinuità di contatto in cui la pressione e la velocità rimangono invariate, mentre però varia l'entropia  $\begin{cases} P_D = P_C \\ u_D = u_C \end{cases}$
- Tra D e B ho un urto quindi posso utilizzare le relazioni salto di Rankine-Hugoniot  $c = \frac{|f|}{|u|}$

Si determina quindi un sistema di 6 equazioni in 6 incognite che permette di ricavare esattamente i valori delle grandezze negli stati C e D intermedi, infine si possono determinare tutte le grandezze termodinamiche associate alle equazioni di bilancio di partenza. È stato analizzato il caso monodimensionale, questa trattazione può essere estesa al bidimensionale scomponendo il vettore velocità nelle due componenti normale e tangenziale alle interfacce tra celle adiacenti.

La risoluzione del problema con l'approccio di Godunov prevede quindi la risoluzione esatta delle equazioni per ogni volume finito considerato, dopodiché per ogni interfaccia si risolve il problema di Riemann associato. Per ogni interfaccia si possono calcolare i flussi, che rimangono costanti finché le perturbazioni provenienti da celle adiacenti si incontrano. Si considerano quindi le perturbazioni più veloci e si calcola il  $\Delta t$  infine si valutano (u + a) e (u - a) imponendo che  $(u + a)\Delta t < \Delta x$  che è proprio la condizione CFL. Il vincolo sul limite che può assumere il  $\Delta t$  non è per stabilità ma proprio per mantenere il problema risolvibile. Quindi per approccio alla Godunov il vincolo è che per ogni  $\Delta t$  considerato per ogni passo risolutivo non devo avere interferenze tra i segnali provenienti da celle adiacenti.

#### 1.3.4 Modello di turbolenza

Per la risoluzione del modello turbolento non è necessario conoscere il valore della velocità istantanea in tutto il dominio di calcolo. Si considera ad esempio la velocità istantanea:

$$U = \overline{U} + u'$$

Dove  $\overline{U}$  è il valore mediato nel tempo mentre u' rappresenta la perturbazione. Si noti che  $\overline{u'} = 0$ .

Per definire la turbolenza nel modello si definisce il termine di energia cinetica turbolenta:

$$k = \frac{1}{2} \left( \overline{u^{\prime 2}} + \overline{v^{\prime 2}} + \overline{w^{\prime 2}} \right)$$

Ci sono tre principali metodi di descrizione della turbolenza dal punto di vista computazionale:

- Approccio DNS (Direct Numerical Simulation)
- Approccio LES (Large Eddy Simulation)
- Approccio RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation)

I primi due metodi non sono adatti alle applicazioni ingegneristiche in quanto necessitano di griglie computazionali molto fitte, il primo modello risolve infatti il problema senza ricorrere ad alcun modello e quindi si necessita di celle molto piccole in quanto si deve contenere al loro interno anche la più piccola perturbazione vorticosa. Il secondo metodo modella i vortici più piccoli e risolve quelli più grandi mediante le equazioni di Navier-Stokes mediate nello spazio. Anche qui sebbene il costo computazionale sia diminuito rispetto al primo metodo non è ancora sufficiente ad essere adatto ad applicazioni pratiche.

Il metodo RANS è quello più utilizzato nel campo ingegneristico e prevede la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes mediate nel tempo. Vengono modellate tutte le scale di turbolenza con vari modelli. Si sostituisce quindi ogni termine delle equazioni con la somma tra la componente mediata nel tempo e la componente istantanea. In questo modo si ottengono termini aggiuntivi all'interno del bilancio della quantità di moto racchiusi nel termine del Tensore degli sforzi di Reynolds:

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{u_{l}}}{\partial t} + u_{k}\frac{\partial \overline{u_{l}}}{\partial x_{k}}\right) = \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_{i}} + \frac{\partial}{\partial x_{j}}\left(\mu\frac{\partial \overline{u_{l}}}{\partial x_{j}}\right) + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_{j}}$$

$$R_{ij} = -\rho \overline{u'_{\iota}u'_{J}} = \begin{bmatrix} -\rho \overline{u'^{2}} & -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{u'w'} \\ -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{v'^{2}} & -\rho \overline{v'w'} \\ -\rho \overline{u'w'} & -\rho \overline{v'w'} & -\rho \overline{w'^{2}} \end{bmatrix}$$

Il problema può essere risolto utilizzando due approcci differenti:

 Reynolds Stress Models in cui si ricavano le sei equazioni di trasporto che vengono risolte ottenendo quindi le sei componenti degli sforzi di Reynolds. Questo metodo è ideale per flussi particolarmente complessi con grandi curvature delle linee di flusso; è molto costoso a livello computazionale. 2. Eddy Viscosity Models secondo cui gli sforzi di Reynolds vengono modellati usando una viscosità turbolenta  $\mu_T$ .

$$R_{ij} = -\rho \overline{u'_{\iota} u'_{J}} = \mu_T \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_T \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \delta_y - \frac{2}{3} \rho k \delta_y$$

Questo modello è utile per flussi turbolenti meno complessi. In questo modo le equazioni da risolvere sono soltanto due. Per la risoluzione di queste due equazioni sono disponibili molti modelli, tra cui Spalart-Allmaras che utilizza una equazione, i k- $\epsilon$  e i k- $\omega$  che utilizzano due equazioni.

L'equazione principale di questi modelli è quella del trasporto dell'energia cinetica turbolenta:

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_x} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \rho \varepsilon$$

$$P = \mu_T S^2 S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

La seconda equazione dipende dal modello utilizzato ad esempio i modelli k- $\epsilon$  introducono l'equazione del coefficiente di dissipazione turbolenta  $\epsilon$  mentre nel modello k- $\omega$  vi è l'equazione del coefficiente di dissipazione specifica  $\omega$ .

Vengono presentate di seguito le equazioni del modello k- $\omega$ :

$$R_{ij} = -\rho \overline{u'_{i}u'_{j}} = \mu_{T} \left( \frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial \overline{u}_{j}}{\partial x_{i}} \right) - \frac{2}{3} \mu_{T} \frac{\partial \overline{u}_{k}}{\partial x_{k}} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$$

$$\mu_{t} = \alpha^{*} \rho \frac{k}{\omega}$$

$$\omega = \text{specific dissipation rate}$$

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} - \rho \beta^{*} f_{\beta^{*}} k \omega + \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{k}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_{j}} \right]$$

$$\rho \frac{D\omega}{Dt} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} - \rho \beta f_{\beta} \omega^{2} + \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{\omega}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_{j}} \right]$$

$$\omega \approx \frac{\varepsilon}{k} \propto \frac{1}{\tau}$$

Figura 1.8 descrizione del modello k- $\omega$ 

Entrambi i modelli a due equazioni presentati sono molto impiegati per problemi standard a livello industriale. Il modello k- $\varepsilon$  risolve meglio il flusso nel core, il k- $\omega$  invece è più accurato nella descrizione del flusso a parete quindi descrive meglio i fenomeni di separazione e transizione.

Esistono inoltre modelli ibridi come il SST k- $\omega$  che combinano gli effetti dei due modelli appena presentati, utilizzando quindi il k- $\varepsilon$  nella regione più distante dalla parete e il k- $\omega$  per le zone di prossimità a parete.

# Capitolo 2

# 2. Validazione

# 2.1 Articolo su ugello a campana singola

Il primo articolo scelto per la validazione si occupa di un'analisi 2D di un ugello a campana singola. Il suo titolo è "Computational Analysis of Bell Nozzles" di Beena D. Baloni, Sonu P. Kumar, S.A Channiwala [3].

L'articolo si preoccupa principalmente del comportamento degli ugelli off-design in particolare nel caso in cui questi contengano un flusso sovra-espanso o sotto-espanso, con la conseguente generazione di fenomeni instazionari all'intero della campana. In particolare la generazione di onde di compressione, di espansione o urti può condizionare fortemente le prestazioni dell'ugello, causando una perdita di prestazioni.

L'articolo prevede due tipologie di test:

- Aria a 300K identificato come flusso freddo
- Idrogeno a 1000K identificato come flusso caldo

I casi analizzati dall'articolo si occupano dell'analisi del caso di flusso sovra-espanso con la conseguente generazione di onde d'urto all'interno dell'ugello; il modello analizzato è bidimensionale.

La validazione condotta si occuperà solo dei calcoli effettuati sulla configurazione a flusso freddo.

Si procede quindi con la definizione della geometria. L'articolo fornisce i seguenti dati:

Nozzle with cold flow (working fluid: Air at 300K, $\gamma = 1.4$ )									
Inlet Diameter, mm4.0Divergent length, mm17.217									
Exit Diameter, mm	8.446	Nozzle length, mm	21.217						
Convergent length, mm 4.0									
Nozzle with ho	ot flow (working fluid	l: Hydrogen at 1000K, $\gamma =$	1.41)						
Inlet Diameter, mm	4.0	Divergent length, mm	16.949						
Exit Diameter, mm	8.304	Nozzle length, mm	20.949						
Convergent length, mm 4.0									

Tabella 2.1 dimensioni caratteristiche dei due ugelli studiati dall'articolo

L'articolo suggerisce l'approccio alle linee caratteristiche (MOC) per la determinazione del contorno della campana dell'ugello, indicando inoltre che subito dopo la gola si vuole ottenere un angolo tra i 20 e i 50 gradi appunto tra la gola e l'inizio della geometria a campana. Nel processo di ricreare la geometria per validare i risultati è stato considerato un angolo di 25 gradi. Si ottiene quindi utilizzando 100 linee caratteristiche il seguente profilo geometrico compatibile con le dimensioni proposte dalla tabella fornita dall'articolo. La configurazione finale ha un Mach di design  $M_D = 3$ .

È stato ottenuto questo profilo utilizzando le Spline e imponendo un angolo di 25 gradi tra la gola e l'inizio della campana.



Figura 2.1 rappresentazione geometrica dell'ugello metodo MOC



Figura 2.2 ugello da articolo con condizioni al contorno

Si procede quindi con la creazione del modello, in particolare con la generazione della mesh. Le simulazioni verranno condotte utilizzando un modello density-based stazionario. Per la turbolenza si utilizzerà il modello RANS SST-k-ω perché quello proposto dall'articolo, verranno trascurati tutti gli effetti legati alla trasmissione del calore tra fluido e parete, la viscosità seguirà la legge di Sutherland.

La mesh, quindi, dovrà essere molto fine a parete per modellare in modo soddisfacente la turbolenza e lo strato limite. È stata utilizzata una mesh con 300 nodi sulle pareti e 150 su ogni interfaccia verticale, con particolare infittimento sulle pareti e sulla gola.



Figura 2.3 mesh 300x150 utilizzata per la validazione

Per questo modello si procede con l'analisi computazionale CFD usando il software Fluent. L'articolo propone il confronto tra i risultati ottenuti dall'analisi analitica e quelli ottenuti con la simulazione numerica. Si procede quindi ad analizzare l'ugello in maniera analitica.

Si conosce la geometria dell'ugello a livello di dimensione delle sezioni caratteristica e il valore di pressione e temperatura totale da imporre in ingresso all'ugello, rispettivamente 37.219 bar e 300K, si considera il flusso come isoentropico, in particolare pressione e temperatura totale rimangono costanti.

Si calcola quindi la portata in funzione del rapporto  $\frac{P}{P^0}$ :

$$\dot{m} = \rho u A = \frac{P}{RT} u A = \frac{P\sqrt{\gamma}}{\sqrt{RT}} \frac{u}{\sqrt{\gamma RT}} A = \frac{PA\sqrt{\gamma}}{\sqrt{RT}} M = \frac{P^0A\sqrt{\gamma}}{\sqrt{RT^0}} \frac{P}{P^0} \sqrt{\frac{T}{T^0}} M$$

Da questa relazione si esprime La portata in uscita in funzione della sezione di uscita e delle altre grandezze valutate sempre alla sezione di uscita, in particolare  $\frac{P_e}{P^0}$ , sostituendo anche il rapporto delle temperature con il rispettivo rapporto con le pressioni seguendo l'ipotesi di flusso isentropico.

$$\dot{m}_e = \frac{P^0 A_e}{\sqrt{RT^0}} \left(\frac{P_e}{P^0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{P_e}{P^0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)}$$

Si diagrammano i valori di  $\dot{m}_e$  in funzione dei valori di  $\frac{P_e}{P^0}$  generati da 0 a 1 in modo da valutare il massimo della curva che corrisponde al valore di portata critica dell'ugello. Si ottiene il seguente grafico:



Figura 2.4 Relazione portata rapporto di pressioni

Si riscontra quindi il valore di  $\frac{P_e}{P^0} = 0.53$  che corrisponde al valore tra il rapporto della pressione critica con quello della pressione totale  $\frac{P_{cr}}{P^0}$ , il valore che rende quindi la gola sonica e il Mach locale unitario. Si valuta quindi la portata critica  $\dot{m}_{cr}$  da cui si potranno ricavare dal grafico precedente le pressioni di adattamento dell'ugello, una subsonica meno interessante e una supersonica; per l'analisi da condurre sarà quest'ultima quella rilevante da trovare.

$$\dot{m}_{cr} = \frac{P_t^0}{\sqrt{RT_t^0}} A_t f(M)$$

Imponendo la misura della sezione di gola e il valore della funzione di Mach per M=1 si ottiene una portata critica del valore di  $\dot{m}_{cr} = \frac{P_t^0}{\sqrt{RT_t^0}} A_t f(1) = 8.69 \frac{kg}{s}$ .

Si procede con il calcolo in cascata di tutte le altre grandezze critiche, la principale da valutare è la pressione critica, oltre che graficamente come accennato precedentemente si può valutare anche analiticamente. Si valuta ora la funzione di Mach alla sezione di uscita imponendo la portata critica e la sezione in uscita:

$$f(M) = \dot{m}_{cr} \frac{\sqrt{RT_t^0}}{P_t^0 A_t} = 0.1616$$

Da questo valore si ricavano i Mach corrispondenti alle condizioni di adattamento nel caso supersonico e subsonico. Nel caso analizzato i valori corrispondono rispettivamente a M=0.138 per il caso subsonico con una pressione di adattamento corrispondente di 36.72 bar e a M=3 con la rispettiva pressione di adattamento di 101323.8 Pa.

Nell'articolo si fa riferimento alla pressione di un'atmosfera come condizione di pressione di adattamento del flusso supersonico quindi i risultati ottenuti possono considerarsi in linea con quelli dell'articolo.

Duanautias	Nozzl	e Inlet	Nozzle	Throat	Nozzle Outlet		
Froperties	Analytical	Numerical	Analytical	Numerical	Analytical	Numerical	
Static Pressure, bar	34.881	34.93	19.662	22.298	1.013	1.025	
Stagnation Pressure, bar	37.219	37.219	37.219	37.129	37.219	35.545	
Static Temperature, K	294.49	294.6	250	259.2	107.14	111.07	
Velocity, m/s	105.22	103.19	316.94	285.87	622.45	615.18	
Mach number, M	0.306	0.3	1.0	0.886	3.0	2.932	

Tabella 2.2 Confronto tra analisi numerica e analitica dell'articolo

Si noti come la corrispondenza dei valori rappresentati in tabella sia decisamente di buon livello.

Si procede quindi al confronto dei risultati numerici ottenuti, in particolare l'articolo propone la rappresentazione del numero di Mach all'interno dell'ugello e il grafico con le sue variazioni lungo la linea mediana.



Figura 2.5 rappresentazione dell'articolo del numero di mach all'interno dell'ugello







Figura 2.7 rappresentazione dell'articolo del numero di mach lungo la linea mediana dell'ugello



Figura 2.8 rappresentazione del numero di mach lungo la linea mediana dell'ugello

Si può notare come i risultati ottenuti nell'analisi delle condizioni di progetto dell'ugello a campana siano sufficientemente coerenti con quelli forniti dall'articolo. Il Mach in uscita è leggermente inferiore a quello di design calcolato analiticamente, ciò è probabilmente dovuto alla leggera separazione che si verifica nei dintorni della gola dove si innesta la campana.

L'articolo nel seguito propone alcune analisi del flusso in condizioni off-design, in cui si presenta sovra-espanso: si varia quindi il Nozzle Pressure Ratio riducendolo tenendo però fissa la geometria e le condizioni in ingresso. La pressione in uscita viene aumentata rispettivamente a 5,7,11 e 15 bar e i risultati proposti dall'articolo sono i seguenti:



Figura 2.9 rappresentazione del numero di mach dell'articolo per i seguenti casi a) 15 bar b) 11 bar c) 7 bar d) 5 bar

I risultati ottenuti dall'analisi numerica condotta sono generalmente in linea con quelli ottenuti dall'articolo con leggere differenze sul numero di Mach.



Figura 2.10 rappresentazione del numero di mach della simulazione per i seguenti casi a) 15 bar b) 11 bar c) 7 bar d) 5 bar

Si noti come per i casi a 5 bar e a 15 bar si crei una dissimmetria a causa di fenomeni instazionari. I fenomeni rappresentati oscillano e sono molto instabili lungo tutto lo sviluppo del flusso all'interno dell'ugello. In particolare, nel caso d, si individua un urto asimmetrico, sulla parete superiore è individuata la Restricted Shock Separation (RSS) mentre sulla parete inferiore è presente la Free Shock Separation (FSS), la configurazione della pressione a parete dei due casi è quindi differente. Nei casi c e b invece la separazione è simmetrica e varia l'intensità e la posizione dell'urto.

### 2.2 Validazione su Ugello a campana doppia

Il secondo articolo scelto si occupa dello studio sperimentale e numerico del flusso all'interno di un ugello a campana doppia. Il suo titolo è "experimental and Numerical study of a Dual Bell Nozzle Flow" di C. Génin, R. Stark, O. Haidn, K. Quering e M. Frey.

Lo scopo dell'articolo è quello di analizzare numericamente alcune condizioni tipiche di funzionamento dell'ugello a doppia campana fuori dalle condizioni di design e confrontarle con i risultati sperimentali di un prototipo in scala testato al German Aerospace Center, con flusso sia caldo sia freddo.

Il modello dell'ugello è definito dall'articolo, il quale fornisce alcuni parametri geometrici per indicare le caratteristiche principali della prima campana e dell'estensione.

Parameter	Value	<i>y</i> •		_
Throat radius, $R_{\rm th}$ , mm	9			
Base length, $L_b/R_{\rm th}$	15.1		α	
Extension length, $L_e/R_{\rm th}$	11.9			$R_e$
Area ratio, $\epsilon_b$	3.9		$R_b$	
Area ratio, $\epsilon_e$	7.1	<u> </u>		
Inflection angle, $\alpha$	$15^{\circ}$	$0 \xrightarrow{L_h}$	$L_a$	<b>x</b>
Depth of the model, $d$ , mm	45		e	►
			'tot	

Figura 2.11 dimensioni caratteristiche dell'ugello fornite dall'articolo

L'articolo, quindi, conclude le informazioni sulla geometria fornendo alcuni parametri fondamentali come il Nozzle Pressure Ratio di adattamento della campana (base) e dell'estensione (extension), rispettivamente  $NPR_b = 30 NPR_e = 90$ . Specifica inoltre che il contorno della prima campana è stato ottenuto mediante metodo alle linee caratteristiche, mentre l'estensione è stata generata tracciando un'isobara che parte dal termine della prima campana appena ottenuta (Constant Pressure Extension).

Per quanto riguarda la parte sperimentale sul modello realizzato l'articolo descrive l'utilizzo di porte di pressione collocate lungo la parete superiore dell'ugello lungo la linea mediana. Vi è inoltre una finestra di osservazione in corrispondenza della giunzione tra la campana e l'estensione.



Figura 2.12 rappresentazione del prototipo per la sperimentazione

L'articolo utilizza azoto ( $N_2$ ) come fluido all'interno del condotto, di conseguenza andranno modificati alcuni parametri per le analisi seguenti quali R e y il rapporto tra i calori specifici.

Si procede quindi con i calcoli analitici sul modello, seguendo le ipotesi semplificative come nella validazione dell'articolo precedente, per validare questi dati: si ricava un Mach di Design della prima campana  $M_D = 2.92$  e si ricava che la Constant Pressure Extension per il tratto interessato dal modello dell'ugello è una retta.

La geometria così ottenuta è compatibile con quella utilizzata dall'articolo per svolgere le simulazioni numeriche. Si utilizzano anche qui 100 linee caratteristiche, i punti di contorno vengono congiunti con una Spline. L'estensione dell'ugello non richiede particolari accortezze dato che si presenta come un tronco di cono; sul convergente non sono indicate particolari informazioni sull'articolo.



Figura 2.13 rappresentazione del modello seguendo i dati dell'articolo

Si procede in seguito con la realizzazione della mesh: l'articolo per l'analisi numerica utilizza il modello RANS SST k- $\omega$ , si dovrà infittire la griglia lungo le pareti dell'ugello per rappresentare in maniera soddisfacente lo strato limite e i fenomeni di turbolenza. Dato che per NPR inferiori a quello di progetto si avrà separazione in prossimità della giunzione tra la campana e l'estensione anche quella zona sarà oggetto di attenzione in termini di realizzazione della mesh.



Figura 2.13 rappresentazione della mesh

La mesh è stata realizzata con un numero di celle pari a 200x450.

Le simulazioni numeriche condotte prevedono un modello che si basa su una soluzione densitybased. Il problema verrà trattato come stazionario e verranno trascurati tutti gli effetti di trasmissione del calore tra flusso interno e parete. La viscosità verrà rappresentata con il modello di Sutherland.

Si procede quindi con la configurazione del modello numerico. L'articolo impone la pressione ambiente in uscita fissa (1 bar di pressione e 300 K come valore della temperatura) e varia le condizioni in ingresso in funzione dei casi che si vogliono analizzare. In particolare la pressione può variare tra 1.3 e 2.7 Mpa mentre la temperatura è mantenuta a 293 K durante le sperimentazioni.

I casi studiati dall'articolo sperimentalmente e numericamente sono i seguenti:

- 1. Flusso freddo  $N_2$  con NPR 13.5
- 2. Flusso freddo  $N_2$  con NPR 21.9
- 3. Flusso freddo  $N_2$  con NPR 27.2

Il primo caso prevede separazione all'interno della campana, appena prima del punto di giunzione, il secondo separa in prossimità del punto di innesto dell'estensione e il terzo poco dopo.

Vengono analizzati gli andamenti di pressione lungo la parete superiore nel seguente grafico, l'articolo confronta i risultati numerici con quelli sperimentali.



Figura 2.14 Analisi delle pressioni sulla parete Rispettivamente 1) NPR 27.2 2) NPR 21.9 3) NPR 13.5

Si può notare come per i casi a NPR inferiore, rispettivamente 13.5 e 21.9, la simulazione numerica e i risultati sperimentali siano concordi. Il caso a NPR 27.2 è relativo alla transizione dal funzionamento in cui il flusso è solamente adiacente alla prima campana a quello in cui il flusso lambisce tutta la parete dell'ugello.

Durante questa fase di transizione i fenomeni riguardanti il flusso sono più complessi per cui si può notare dal grafico come l'effettiva ascissa di transizione sia più piccola nel caso numerico rispetto a quello sperimentale, inoltre anche il livello di pressione a parete nella parte dell'estensione è diverso, nel caso sperimentale è inferiore rispetto al valore ottenuto nella simulazione numerica.

Si procede dunque a verificare i risultati di pressione ottenuti dall'articolo mediante simulazione CFD con Ansys Fluent.

Si procede a definire quindi il setup del modello numerico. Si utilizzerà un modello density-based stazionario come metodo di analisi. Il flusso all'interno del condotto sarà  $N_2$  con ipotesi di gas ideale, fattore di espansione isoentropica gamma costante e modello di viscosità di Sutherland.

#### 2.2.1 Validazione dei tre casi proposti

Il primo caso da validare seguendo l'articolo è quello con il Nozzle Pressure Ratio pari a 13.5.

Questo caso rappresenta una modalità di funzionamento in cui il flusso è adiacente parzialmente alla prima campana, fino quasi al punto di giunzione essendo l'NPR minore di quello di transizione. Ci si aspetta quindi un funzionamento in cui l'estensione non è coinvolta. Si procede con la configurazione delle condizioni al contorno: in uscita si impone 1 bar di pressione e 300 K di temperatura; in ingresso la pressione totale varrà 13.5 bar per rispettare il rapporto di espansione. Si impongono le condizioni operative a zero Pa affinché le pressioni siano quelle reali misurabili. Si lancia la simulazione utilizzando il modello up-wind del secondo ordine e si mantiene in prima battuta una condizione CFL pari a 2. Si può utilizzare una condizione CFL>1 per via del metodo utilizzato, che è implicito per provare ad arrivare a convergenza più rapidamente. Il modello utilizzato per l'analisi della turbolenza è SST k-ω.

I risultati ottenuti sono i seguenti:

- Per quanto riguarda il numero di Mach il valore in corrispondenza del termine della prima campana è quello atteso dai calcoli analitici, quest'ultimo si attesta infatti tra 2.91 e 2.95; il valore atteso di design è 2.92
- 2. I valori di pressione statica sono quelli attesi, il flusso infatti espande lungo la prima campana terminando senza fascio di espansione in quanto la separazione avviene leggermente prima del punto di giunzione.









Si confrontano ora i risultati della pressione a parete con quelli dell'articolo. Si richiama la rappresentazione delle pressioni presentata dall'articolo. La curva di interesse è quella rappresentata dal numero 3.



Figura 2.17 rappresentazione della pressione di parete

La pressione è scalata come da articolo in funzione della pressione ambiente di 1 bar. I punti sperimentali sono uniti da linee spezzate per raffigurare meglio l'andamento ipotetico lungo l'ugello; i valori lungo l'asse delle ascisse sono scalati a 1 rendendo a-dimensionale la rappresentazione.

Il secondo caso da validare seguendo l'articolo è quello con il Nozzle Pressure Ratio pari a 21.9.

Questo caso rappresenta una modalità di funzionamento in cui il flusso è adiacente totalmente alla prima campana proseguendo appena oltre il punto di giunzione. La configurazione, quindi, prevede il coinvolgimento dell'estensione dell'ugello anche se in minima parte. Si procede con la configurazione delle condizioni al contorno: in uscita si impone 1 bar di pressione e 300 K di temperatura; in ingresso la pressione totale varrà 21.9 bar per rispettare il rapporto di espansione.

Lo sviluppo del modello numerico a livello di configurazione è uguale all'analisi precedente appena svolta, il fluido coinvolto è l'azoto ideale, il modello verrà risolto con un approccio density-based stazionario, il modello di turbolenza è SST k-ω.

I risultati ottenuti sono i seguenti:

- Per quanto riguarda il numero di Mach il valore in corrispondenza del termine della prima campana è quello di 2.92 atteso, dato che il flusso inizia ad essere adiacente all'estensione ci si aspetta in corrispondenza dell'estensione un leggero aumento del numero di Mach in corrispondenza della parete appena oltre al fascio di espansione in corrispondenza della giunzione. Questo aumento però non è visibile dato che il flusso adiacente all'estensione è quasi impercettibile. Ciò che si evidenzia però è l'aumento della pendenza dell'urto a seguito della separazione appena dopo il punto di giunzione.
- 2. I valori di pressione statica sono quelli attesi, il flusso infatti espande lungo la prima campana terminando con un fascio di espansione appena percettibile in quanto la separazione avviene poco dopo al punto di giunzione tra la campana e l'estensione.



Figura 2.18 Sviluppo del numero di Mach all'interno dell'ugello (seconda configurazione)



Figura 2.19 Sviluppo della pressione statica all'interno dell'ugello (seconda configurazione)

Si procede come nel caso precedente al confronto con le pressioni a parete dell'articolo. La curva di interesse stavolta è la numero 2.



Figura 2.20 rappresentazione della pressione di parete

Anche in questo caso dimensione longitudinale dell'ugello e pressione pi parete sono scalate come nell'analisi dell'articolo.

In questo caso si notano alcune differenze tra i punti sperimentali proposti dall'articolo e l'analisi numerica condotta:

- 1. In corrispondenza della giunzione vi è una netta differenza dell'andamento della pressione in quanto nella simulazione numerica l'estensione dell'ugello è coinvolta, anche se in minima parte, per cui si crea anche se quasi impercettibile un fascio di espansione che però ricomprime subito in seguito alla separazione immediatamente successiva; non è possibile verificare tale andamento nel caso dei punti sperimentali in quanto le prese di pressione sono collocate nell'intorno del punto di giunzione, prima e dopo, e il fenomeno di espansione e immediata ricompressione è collocato in maniera tale da essere compreso tra le due prese e quindi non verificabile con i soli punti sperimentali.
- 2. La pressione a parete lungo l'estensione dell'ugello è leggermente inferiore nel caso numerico rispetto a quello sperimentale, a seguito di questa osservazione si può dedurre che tale differenza è probabilmente legata alla differenza di comportamento proprio in seguito al comportamento forse differente del flusso in corrispondenza del punto di espansione.

Il terzo e ultimo caso da validare seguendo l'articolo è quello con il Nozzle Pressure Ratio pari a 27.2.

Questo caso rappresenta una modalità di funzionamento in cui il flusso è totalmente adiacente alla prima campana proseguendo poi leggermente oltre il punto di giunzione. La configurazione, quindi, prevede il coinvolgimento dell'estensione dell'ugello in parte decisamente più netta rispetto al secondo caso appena analizzato. Si procede con la configurazione delle condizioni al contorno: in uscita si impone 1 bar di pressione e 300 K di temperatura; in ingresso la pressione totale varrà 27.2 bar per rispettare il rapporto di espansione.

Lo sviluppo del modello numerico a livello di configurazione è uguale alle analisi precedenti.

I risultati ottenuti sono i seguenti:

- Per quanto riguarda il numero di Mach il valore in corrispondenza del termine della prima campana è quello di 2.92 atteso, il flusso poi continua il suo sviluppo parzialmente all'interno dell'ugello aumentando il suo valore di Mach per poi separare a circa il 12.7% della lunghezza del tratto di estensione.
- 2. I valori di pressione statica sono quelli attesi, il flusso infatti espande lungo la prima campana terminando con un fascio di espansione. Questo continua ad espandere fino al punto di separazione che, come ci si aspetta, è all'interno dell'estensione poco dopo il punto di giunzione.



Figura 2.21 Sviluppo del numero di Mach all'interno dell'ugello (terza configurazione)



Figura 2.22 Sviluppo della pressione statica all'interno dell'ugello (terza configurazione)

Si procede come nel caso precedente al confronto con le pressioni a parete dell'articolo. La curva di interesse stavolta è la numero 1.

Si noti come in questo caso anche l'analisi numerica proposta dall'articolo si discosti parzialmente dai risultati sperimentali ottenuti dalla prova effettuata, l'andamento delle pressioni a parete si discosta da quello ottenuto dalle prese di pressione identificando una separazione precedente e un livello di pressione all'interno dell'estensione (post separazione) leggermente superiore.



Figura 2.23 rappresentazione della pressione di parete

Anche in questo caso dimensione longitudinale dell'ugello e pressione pi parete sono scalate come nell'analisi dell'articolo.

In questo caso si notano alcune differenze tra i punti sperimentali proposti dall'articolo e l'analisi numerica condotta. In particolare quest'ultima si differenzia per caratteristiche allineandosi ai risultati numerici della curva 3, discostandosi in maniera simile all'articolo dai punti sperimentali proposti:

- 1. Nella parte finale della campana le pressioni sono leggermente inferiori a quelle proposte dai punti sperimentali, tale differenza però è riscontrata anche per la curva numerica dell'articolo.
- 2. La separazione è coerente nonostante ci siano alcune differenze, in particolare si riscontra un'espansione più marcata e una ricompressione più lenta e graduale e il punto di separazione non coincide essendo questo leggermente posteriore rispetto a quello identificato dall'analisi sperimentale. Nell'estensione in accordo alle simulazioni numeriche

riportate dall'articolo i valori post-separazione sono leggermente superiori a quelli sperimentali.

Si conclude da quest'analisi che, come indicato anche dall'articolo, l'errore e il disaccordo tra i risultati numerici e sperimentali cresce con l'aumentare del rapporto di espansione, se per NPR bassi i valori coincidono quasi totalmente all'aumentare di questo parametro i valori tendono a distaccarsi, sebbene l'andamento generale dei parametri analizzati sia comunque coerente. In particolare si nota come i risultati tra le due configurazioni tipiche di funzionamento dell'ugello a doppia campana, ovvero quelle in cui il flusso è completamente attaccato alla prima campana e separa esattamente al punto di giunzione e quella per cui il flusso è totalmente sviluppato all'interno dell'intero ugello, siano critiche. La transizione tra i due funzionamenti, infatti, andrebbe ridotta il più possibile durante la missione di interesse.

Si presenta infine la configurazione di design in cui il flusso è totalmente sviluppato all'interno dell'ugello e il relativo sviluppo delle pressioni a parete.



Figura 2.24 rappresentazione del numero di Mach all'interno dell'ugello



Figura 2.25 rappresentazione dell'andamento delle pressioni di parete

L'articolo inoltre presenta la valutazione dell'inclinazione dell'onda d'urto che si crea in corrispondenza della separazione del flusso, nei tre casi di riferimento analizzati precedentemente. La tendenza attesa è la diminuzione progressiva dell'angolo tra la direzione longitudinale di sviluppo del flusso e l'onda d'urto che causa la separazione. L'articolo presenta le seguenti misurazioni:



Figura 2.26 rappresentazione delle inclinazioni degli urti rispetto all'orizzontale Rispettivamente a) NPR 13.5 b) NPR 21.9 c) NPR 27.2

I risultati dell'articolo mettono in relazione nuovamente il raffronto tra le simulazioni numeriche e la prova sperimentale identificando alcune differenze tra i risultati. La tendenza è, come esaminato precedentemente, che la corrispondenza tra i valori diminuisce di precisione a seguito dell'aumento del rapporto di espansione, mostrando però variazioni di carattere trascurabile dato che i valori riportati sono comunque differenti al massimo di un valore che non supera i tre gradi.

Le misurazioni dell'inclinazione dell'angolo dell'urto sono facilmente riconducibili alle rappresentazioni precedenti del numero di Mach delle varie configurazioni e sono riportate nel seguito:





A seguito dei valori ottenuti, questi sono gli stessi delle analisi numeriche svolte dall'articolo, si può quindi concludere che vi è un buon accordo tra i risultati numerici ottenuti, entrambi si distaccano leggermente da quelli sperimentali specialmente ad alti rapporti di pressione.

# Capitolo 3

# 3. Sperimentazione su configurazione con vettorizzazione della spinta

# 3.1 Cenni sul thrust vectoring

La vettorizzazione della spinta è una tecnica che prevede la variazione di direzione della spinta in funzione della deviazione del flusso in uscita dall'ugello, la spinta quindi non sarà totalmente assiale ma avrà componenti negli altri piani permettendo un controllo di assetto in molti casi più efficace a scapito di complessità geometriche e tecniche. Esistono due famiglie principali di metodi per applicare la vettorizzazione della spinta, esse sono:

- 1. MTV "Mechanical Trust Vectoring"
- 2. FTV "Fluidic Thrust Vectoring"

La prima tecnica prevede la deviazione del flusso mediante la variazione di geometria dell'ugello, applicando a monte della sezione di uscita delle palette fisse o mobili in modo da indirizzare il flusso nella direzione desiderata oppure inserendo delle articolazioni per variare meccanicamente la direzione della spinta.

Il secondo metodo, che sarà quello presentato nella sperimentazione, prevede l'interazione del flusso principale con uno secondario in modo da a-simmetrizzare il flusso in uscita e variarne la direzione. Questo metodo non prevede variazione di geometria ma è meno efficace in termini di deflessione del precedente. Nella sperimentazione verrà implementata la tecnica SVC "Shock Vector Control" che prevede l'inserimento a valle della gola di un flusso secondario che si immette nel condotto dell'ugello creando un urto obliquo che ha come effetto principale proprio la deflessione del flusso nel suo insieme e quindi della spinta.

La spinta assiale però con questa tecnica di vettorizzazione è destinata a ridursi rispetto alla configurazione analoga senza flusso secondario.



Figura 3.1 esempio di Shock Vector Control in un ugello a campana singola

### 3.2 Caso di studio

Si considera ora la configurazione di un ugello a doppia campana con le stesse caratteristiche del caso studiato nel secondo articolo validato. Il modello è analogo con l'aggiunta di un campo a valle dell'uscita del condotto per visualizzare la scia.

I test effettuati sono stati condotti utilizzando la tecnica SVC innestando un flusso secondario nell'estensione dell'ugello a doppia campana dopo il punto di giunzione. I parametri di studio considerati nell'analisi della vettorizzazione saranno i seguenti:

- Posizionamento del getto secondario rispetto al punto di giunzione tra campana e estensione, considerando due configurazioni, la prima subito dopo il punto di giunzione, al 20% dell'estensione, la seconda più a valle leggermente prima del termine dell'ugello, all'80% dell'estensione.
- 2. Modulazione della portata del flusso secondario immesso, si differenzierà tra tre valori pari rispettivamente al 7.5%, 5% e 2.5% della portata critica in gola.
- 3. Il rapporto di espansione dell'ugello: si analizzerà il caso a NPR 13.5 in cui la modalità di funzionamento sarebbe quella della sola campana, con l'estensione scarica. Il secondo caso prevede un NPR pari a 90 in cui il flusso percorre totalmente campana ed estensione. Un ultimo caso infine prevede la configurazione con NPR pari a 25.8, il rapporto di espansione di transizione.

La simulazione sarà condotta tramite l'utilizzo del software Ansys Fluent. La simulazione tratterà un campo di moto bidimensionale.

Il flusso utilizzato per coerenza con i risultati validati nell'articolo da cui è stata prelevata la geometria sarà azoto  $N_2$ , la simulazione sarà condotta utilizzando il metodo di soluzione densitybased, il flusso sarà ipotizzato stazionario e il modello per la turbolenza sarà quello RANS SST k- $\omega$ . La viscosità sarà modellata con Sutherland. Il modello nel suo insieme sarà il seguente:



Figura 3.2 modello utilizzato per la sperimentazione

Nell'esempio proposto si può notare che il getto secondario è collocato subito dopo il punto di giunzione sulla parete superiore dell'ugello. Questo comporterà una deviazione del flusso verso il basso. Tale scelta risulta equivalente al caso speculare in cui la portata secondaria è collocata sulla parete inferiore causando la deviazione del flusso verso l'alto. Il getto secondario è immesso perpendicolarmente rispetto alla parete di riferimento.

L'obiettivo delle simulazioni sarà quello di visualizzare il flusso e la relativa deviazione, nonché di valutare alcuni parametri di interesse quali:

- 1. Le forze assiali che generano spinta e quelle laterali o normali che generano la vettorizzazione
- 2. Il parametro  $\delta$  che rappresenta l'angolo di deviazione della vettorizzazione della spinta definito come  $\delta = \tan^{-1} \left(\frac{F_a}{F_N}\right)$
- 3. Il Mass Flow Ratio definito come  $MFR = \left(\frac{m_s}{m_p + m_s}\right) * 100$
- 4. L'efficienza della vettorizzazione della spinta rappresentata dal parametro  $\eta = \frac{\delta}{_{MED}}$
- 5. La percentuale di perdita in spinta assiale confrontando il valore della configurazione senza portate secondarie con quella che invece effettua la vettorizzazione

Si introducono quindi i valori della spinta ottenuti simulando il modello senza portate secondarie, quindi non vettorizzato:

	$F_{\chi}$ [N]	$F_y$ [N]	
NPR 13.5	31292.31		0
NPR 25.8	57399.31		0
NPR 90	198759.61		0

Tabella 3.1 valori delle forze assiali e normali delle tre configurazioni non vettorizzate

# 3.2.1 Caso con portata secondaria del 5%

Si procede quindi con l'analisi della configurazione con la portata secondaria pari al 5% di quella critica in gola. Si analizzeranno sia le configurazioni con l'innesto della portata secondaria al 20% dell'estensione (posizione 1) e quelle all'80% (posizione 2).

Verranno presentate nel seguito le configurazioni con l'innesto del flusso secondario in posizione 1:



Figura 3.3 NPR 13.5 portata secondaria in posizione 1







Figura 3.5 NPR 90 portata secondaria in posizione 1

	$F_{\chi}$ [N]	$F_y$ [N]	F [N]	δ [rad]	δ [deg]	MFR	η	perdita assiale %
NPR 13.5	31009.22	5099.16	31425.68	0.16	9.34	4.76	1.96	0.90
NPR 25.8	56716.80	3546.74	56827.59	0.06	3.58	4.78	0.75	1.19
NPR 90	195951.73	10033.56	196208.44	0.05	2.93	4.85	0.60	1.41

Tabella 3.2 valori dei parametri di interesse delle configurazioni analizzate

Si può notare come il caso che risente maggiormente della vettorizzazione sia quello a NPR 13.5, rispetto agli altri due casi si registra un'efficienza maggiore del thrust vectoring con correlata una minore perdita di spinta assiale, e una deflessione della corrente decisamente superiore.

Si presentano ora le configurazioni con l'innesto del flusso secondario in posizione 2:













	$F_{\chi}$ [N]	$F_y$ [N]	F [N]	δ [rad]	δ [deg]	MFR	η	perdita assiale %
NPR 13.5	31024.85	3085.69	31177.92	0.10	5.68	4.76	1.19	0.85
NPR 25.8	57149.12	508.98	57151.39	0.01	0.51	4.78	0.11	0.44
NPR 90	193659.62	18430.37	194534.64	0.09	5.44	4.85	1.12	2.57

Tabella 3.2 valori dei parametri di interesse delle configurazioni analizzate

In questo caso si può notare come il flusso delle configurazioni a NPR 13.5 e 25.8 sia meno deviato rispetto al caso con gli innesti di portata secondaria in posizione 1, di conseguenza la perdita in termini assiali, come atteso, è inferiore. La configurazione a rapporto di espansione 90 tuttavia devia maggiormente il flusso rispetto alla configurazione precedente. L'efficienza del thrust vectoring, infatti, è maggiore con questa architettura del flusso secondario.



Figura 3.9 Istogramma con l'andamento di  $\delta$  delle 6 configurazioni



Figura 3.10 Istogramma con l'andamento di  $\eta$  delle 6 configurazioni

#### 3.2.2 Caso con portata secondaria del 7.5%

Si procede quindi con l'analisi della configurazione con la portata secondaria pari al 7.5% di quella critica in gola come fatto nel caso precedente. Si analizzeranno le configurazioni con l'innesto sia in posizione 1 sia in posizione 2

Verranno presentate nel seguito le configurazioni con il flusso secondario in posizione 1:



Figura 3.11 NPR 13.5 portata secondaria in posizione 1



Figura 3.12 NPR 25.8 portata secondaria in posizione 1



Figura 3.13 NPR 90 portata secondaria in posizione 1

	$F_{\chi}$ [N]	$F_{y}$ [N]	F [N]	δ [rad]	δ [deg]	MFR	η	perdita assiale %
NPR 13.5	30575.03	7753.00	31542.69	0.25	14.23	6.88	2.07	2.29
NPR 25.8	56214.38	5841.50	56517.07	0.10	5.93	7.01	0.85	2.06
NPR 90	196371.44	8472.33	196554.12	0.04	2.47	7.10	0.35	1.20

Tabella 3.3 valori dei parametri di interesse delle configurazioni analizzate

Si può notare come aumentando la portata immessa dallo slot secondario l'effetto principale sia quello di aumentare la deflessione del flusso, ottenendo quindi una deflessione più efficace. L'unico comportamento anomalo registrato è quello a NPR 90 con slot in posizione 1, questo a differenza degli altri perde leggermente di deflessione all'aumentare della portata del flusso secondario in questa sola configurazione; si passa infatti da un rendimento η pari a 0.60 a un valore di η di 0.35.

Si procede ora con la visualizzazione dei risultati con innesto al 7.5% in posizione 2:



Figura 3.14 NPR 13.5 portata secondaria in posizione 2







Figura 3.16 NPR 90 portata secondaria in posizione 2

	$F_{x}$ [N]	$F_y$ [N]	F [N]	δ [rad]	δ [deg]	MFR	η	perdita assiale %
NPR 13.5	30852.73	5599.90	31356.81	0.18	10.29	6.88	1.50	1.40
NPR 25.8	56779.94	1379.03	56796.68	0.02	1.39	7.01	0.20	1.08
NPR 90	192875.81	21488.52	194069.15	0.11	6.36	7.10	0.90	2.96

Tabella 3.4 valori dei parametri di interesse delle configurazioni analizzate

Come nel caso precedente dai dati si può concludere che la configurazione con innesto di portata secondaria in posizione 2 sia vantaggiosa rispetto alla precedente solo per il caso a NPR 90 mentre per gli altri due casi è preferibile lo slot in posizione anteriore per rendere più efficace la vettorizzazione della spinta.



Figura 3.17 Istogramma con l'andamento di  $\delta$  delle 6 configurazioni



Figura 3.18 Istogramma con l'andamento di  $\eta$  delle 6 configurazioni

### 3.2.3 Caso con portata secondaria del 2.5%

Si procede quindi con l'analisi della configurazione con la portata secondaria pari al 2.5% di quella critica in gola come fatto nel caso precedente. Si analizzeranno le configurazioni con l'innesto sia in posizione 1 sia in posizione 2

Verranno presentate nel seguito le configurazioni con il flusso secondario in posizione 1:













In questa configurazione sono stati studiati alcuni casi supplementari per meglio comprendere l'andamento dei parametri tra la configurazione a rapporto di espansione di 13.5 e quella a 25.8:



Figura 3.22 NPR 10 portata secondaria in posizione 1





	$F_{x}$ [N]	$F_y$ [N]	F [N]	δ [rad]	δ [deg]	MFR	η	perdita assiale %
NPR 13.5	31111.40	3495.22	31307.12	0.11	6.41	2.44	2.63	0.58
NPR 25.8	56948.01	1647.65	56971.84	0.03	1.66	2.45	0.68	0.79
NPR 90	195413.11	12022.00	195782.56	0.06	3.52	2.49	1.42	1.68
NPR 10	20618.00	4116.46	21024.92	0.20	11.29	2.44	4.63	-
NPR16	36509.00	1691.96	36548.18	0.05	2.65	2.44	10.72	-

Tabella 3.5 valori dei parametri di interesse delle configurazioni analizzate

Le due configurazioni a NPR 10 e NPR 16 sono state proposte per analizzare il comportamento del flusso sovraespanso, in particolare si evince che l'andamento per questa configurazione dell'ugello prevede un angolo di deflessione alto per rapporti di espansione bassi decrescente fino a un particolare valore vicino a quello di transizione, dopodiché l'effetto della vettorizzazione aumenta con il crescere dell'NPR.



Figura 3.24 Istogramma con l'andamento di  $\delta$  delle 5 configurazioni con flusso in posizione 1



Figura 3.25 Istogramma con l'andamento di n delle 5 configurazioni con flusso in posizione 1

Si analizza ora il caso con il flusso secondario immesso in posizione 2 considerando però solo i casi a rapporto di espansione 13.5, 25.8 e 90:



Figura 3.26 NPR 13.5 portata secondaria in posizione 2









	$F_{x}$ [N]	$F_y$ [N]	F [N]	δ [rad]	δ [deg]	MFR	η	perdita assiale %
NPR 13.5	31158.33	1509.03	31194.85	0.05	2.78	2.44	1.14	0.43
NPR 25.8	57381.09	91.27	57381.16	0.00	0.09	2.45	0.04	0.03
NPR 90	195194.35	12922.38	195621.63	0.07	3.79	2.49	1.52	1.79

Tabella 3.6 valori dei parametri di interesse delle configurazioni analizzate

Come nei casi precedenti anche in questo si evidenzia che solo la configurazione a rapporto di espansione di 90 beneficia dell'immissione della portata secondaria in posizione arretrata (2), aumentando i parametri di deflessione ed efficienza della vettorizzazione della spinta rispetto al caso con l'innesco di flusso in posizione anteriore (1).



Figura 3.29 Istogramma con l'andamento di  $\delta$  delle 6 configurazioni



Figura 3.30 Istogramma con l'andamento di η delle 6 configurazioni

# Capitolo 4

# 4. Conclusioni

La validazione degli articoli proposta è risultata valida nel suo insieme, sebbene vi siano delle leggere discrepanze in termini di risultati ottenuti per via della complessità nel ricreare la geometria esatta utilizzata negli studi effettuati. Considerato ciò i risultati sono decisamente attendibili e ricalcano in modo più che accettabile le conclusioni degli articoli considerati.

Dallo studio sulla vettorizzazione della spinta invece si possono ottenere alcune conclusioni atte a procedere nello studio di questa configurazione e approfondirla.

In particolare si evince dalla campagna di simulazioni numeriche proposta che la posizione in cui immettere la portata secondaria per effettuare il thrust vectoring con più efficienza varia in funzione del rapporto di espansione del flusso all'interno dell'ugello. È risultato notevolmente più conveniente, ad esempio, l'immissione in posizione avanzata per alti valori di NPR mentre al contrario con un flusso fortemente sovraespanso l'ideale è quello di effettuare il soffiaggio subito dopo la giunzione tra campana ed estensione. Non si può dunque escludere la presenza di entrambi gli slot su una figura configurazione e differenti modalità operative possibili.

A svantaggio della vettorizzazione però vi è la perdita di spinta assiale, nei casi studiati questa si attesta a valori decisamente bassi ma vi è da considerare il trade-off tra i due aspetti. Più la vettorizzazione risulta efficace più le perdite in termini di spinta assiale crescono.

In conclusione il modello sviluppato in questa tesi sul thrust vectoring, sfruttando la tecnica dello Shock Vector Control, risulta essere efficace e promettente per la configurazione analizzata.

Gli studi condotti andrebbero approfonditi ulteriormente avviando una campagna sperimentale atta a validare e verificare i numerosi aspetti coinvolti in questa serie di simulazioni numeriche.

# 5. Bibliografia

- [1] THE ALTITUDE ADAPTIVE DUAL BELL NOZZLE, Stark R., Génin C., Wagner B. and Koschel W. German Aerospace Center (DLR), 74239, Lampoldshausen, Germany
- [2] A MOC-BASED SOFTWARE; DESIGN AND EVALUATION OF CONVERGING DIVERGING NOZZLES Article *in* Journal of Engineering Research · March 2020
- [3] Proceedings of the 4th International Conference of Fluid Flow, Heat and Mass Transfer (FFHMT'17) Toronto, Canada – August 21 – 23, 2017 Paper No. 110 DOI: 10.11159/ffhmt17.110 Computational Analysis of Bell Nozzles
- [4] EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDYOF DUAL BELL NOZZLE FLOW
   C. G,enin1, R. Stark1, O. Haidn1, K. Quering2 and M. Frey2
   1German Aerospace Center DLR, Institute for Space Propulsion, Hardthausen 74139, Germany, 2Astrium
   Space Transportation, Munich 81663, Germany
- [5] Experimental-numerical parametri investigation of a roket nozzle secondary injection thrust Vectoring
   Vladeta Zmijanovic, Luc Leger, and Eric Depussay
   Centre National de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans, France
   Mohamed Sellam and Amer Chpoun
   Université d'Evry Val d'Essonne, 91025 Evry (Paris region), France
- [6] Thrust Vectoring of a Fixed Axisymmetric Supersonic Nozzle Using the Shock-Vector Control Method, Emanuele Resta, Roberto Marsilio and Michele Ferlauto
- [7] Numerical Investigation of the Dynamic Characteristics of a Dual-Throat-Nozzle for Fluidic Thrust-vectoring.
   Michele Ferlauto and Roberto Marsilio, Politecnico di Torino, 10129 Turin, Italy DOI: 10.2514/1.J055044
- [8] Dual-bell nozzle with fluidic control of transition for space launchers Andrea Ferrero, Antonietta Conte, Emanuele Martelli, Francesco Nasuti, Dario Pastrone
- [9] Transitional Behavior of Dual Bell Nozzles: Contour Optimization Chloé Génin, Ralf Stark
   and Dirk Schneider German Aerospace Center, Lampoldshausen, D-74239, Germany