



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale DII

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica

Simulazione aeroacustica di getti di ugelli tramite metodo FWH

Relatore: Prof. Andrea Magrini

Laureando: Lorenzo Sturaro

Matricola: 2018705

Anno Accademico 2022/2023

Sommario

L'aeroacustica è diventata una disciplina di spicco nell'ambito aeronautico, in cui la riduzione del rumore del motore a reazione, specialmente di quello del getto, è fondamentale. Negli ultimi anni si sono sviluppate molteplici metodologie per la previsione del campo acustico dovuto a flussi turbolenti con l'obiettivo di ottenere una previsione accurata mantenendo i costi computazionali bassi. Questo lavoro ha l'obiettivo di simulare il getto di un ugello conico di diametro 2in operante a un numero di Mach pari a 0.4 per prevedere l'emissione acustica nel *far-field*. La strategia risolutiva adottata è quella di un metodo ibrido che vede accoppiare una simulazione fluidodinamica URANS 2D con il solutore acustico basato sull'equazione di Ffowcs Williams-Hawkings. La simulazione ha impiegato tre configurazioni differenti di condizioni al contorno, con lo scopo di valutare l'influenza dello strato limite in uscita dall'ugello. I risultati mostrano, da parte del modello, una buona capacità di riprodurre il campo fluidodinamico ma una scarsa capacità previsionale del campo acustico, mostrando un'importante variabilità di tale nei confronti del profilo di velocità all'uscita in controtendenza con i risultati sperimentali.

Abstract

The prediction of the noise emitted and the attempt to reduce it has become one of the fundamental elements for evaluating the performance of a machine. In particular, aeroacoustics has become a prominent discipline in aeronautics, where the reduction of jet engine noise is essential. In recent years many methodologies have been developed for the prediction of the acoustic field due to turbulent flows with the aim of obtaining an accurate prediction while keeping the computational costs low. The aim of this work is to simulate the jet of a conical nozzle of diameter 2in operating at a Mach number equal to 0.4 in order to predict the acoustic emission in the *far-field*. The solution strategy adopted is a hybrid method which combines a URANS 2D fluid dynamics simulation with the acoustic solver based on the Ffowcs Williams-Hawkings equation. The simulation employed three different configurations of boundary conditions with the aim of evaluating the influence of the boundary layer at the nozzle outlet. The models have a good ability to reproduce the fluid dynamic field but a poor ability to predict the acoustic field. The results show an important variability of the acoustic field by modifying the velocity profile at the nozzle outlet in contrast with the experimental results.

Indice

1	Introduzione	1
2	Cenni Teorici	3
2.1	Equazioni Fondamentali Fluidodinamica	3
2.2	Equazioni Costitutive	5
2.3	Forme alternative delle equazioni fondamentali	7
2.4	Acustica dello spazio libero	7
2.4.1	Ordini di grandezza	7
2.4.2	Equazioni d'onda	9
2.4.3	Riflessione, Diffusione e Diffrazione	13
2.4.4	Funzione di Green e formulazione integrale per la soluzione dell'equazione d'onda	13
2.5	Analoga Aeroacustica	15
2.5.1	Analoga di Lighthill	15
2.5.2	Formulazione di Curle	17
2.5.3	Formulazione di Ffowcs Williams-Hawkings	18
2.5.4	Teoria "Vortex Sound"	19
3	FWH per Aeroacustica Computazionale di un Getto	23
3.1	Metodi integrali	24
3.2	Schema solutivo FW-H	24
3.3	Superficie FWH	26
3.3.1	Influenza della posizione	26
3.3.2	Influenza della formulazione	28
3.3.3	Influenza della chiusura	28
3.4	Best Practice per Solutore FWH Permeabile	29
4	Set up Analisi Numerica	33
4.1	Caso studio sperimentale	33
4.2	Geometria	33

4.3	Griglia di calcolo	34
4.4	Condizioni al contorno	37
4.5	Strategia di analisi	39
4.6	Analisi Acustica	41
5	Risultati	43
5.1	Analisi Numerica	43
5.1.1	Analisi senza ugello	44
5.1.2	Analisi con ugello	44
5.2	Risultati Fluidodinamici	45
5.2.1	Risultati senza ugello	45
5.2.2	Risultati con ugello	46
5.3	Risultati Acustici	48
6	Conclusioni	59
6.1	Limitazioni e possibili sviluppi	60
A	Grafici	63
A.1	Parametri di controllo delle analisi numeriche	63
A.2	Pressioni acustiche	67
A.3	Influenza del parametro SCL	72
	Bibliografia	75

Elenco delle figure

2.1	Modelli di direttività [3]	12
2.2	Schema di riflessione (<i>Reflection</i>), diffusione (<i>Scattering</i>) e diffrazione (<i>Diffraction</i>) [27]	14
2.3	Applicazioni reali in cui è applicabile la teoria Vortex Sound [11]	21
3.1	Esempio di diverse superfici FWH [19]	27
4.1	Set up sperimentale di Karon [15]	34
4.2	Geometria dell'ugello su <i>Autodesk INVENTOR</i>	34
4.3	Griglia di calcolo del dominio di calcolo	36
4.4	Griglia di calcolo del dominio FWH	36
4.5	Griglia di calcolo nella zona dell'ugello	37
4.6	Condizioni al contorno applicate al dominio fluido in FLUENT .	39
4.7	Particolare dell'ugello con le condizioni al contorno applicate . .	40
5.1	Punti di controllo A e B rispettivamente dei parametri di pressione e velocità	44
5.2	Residui analisi <i>steady</i> senza l'ugello	45
5.3	Grafico della <i>Mass Flow</i> della simulazione <i>unsteady</i> senza l'ugello	46
5.4	Residui analisi <i>steady</i> della griglia di riferimento con l'ugello . .	47
5.5	Grafico della <i>Mass Flow</i> dopo 1400 iterazioni dell'analisi <i>steady</i> con l'ugello	48
5.6	Grafico della <i>Mass Flow</i> dopo l'analisi <i>undteady</i> con l'ugello . .	49
5.7	Contour del Numero di Mach della simulazione <i>steady coarse</i> . .	50
5.8	Contour del numero di Mach	51
5.9	Diagramma dei profili di velocità nello strato limite	52
5.10	Ampiezze acustiche delle tre analisi	54
5.11	Diagramma SPL del Ricevitore 1 ottenuto dalle analisi rispetto ai dati sperimentali in <i>blu</i>	55

5.12	Diagramma SPL del Ricevitore 2 ottenuto dalle analisi rispetto ai dati sperimentali in <i>blu</i>	56
5.13	Diagramma SPL del Ricevitore 3 ottenuto dalle analisi rispetto ai dati sperimentali in <i>blu</i>	57
5.14	Diagramma SPL del Ricevitore 1 al variare del SCL nel caso con ugello non laminare	58
5.15	Diagramma SPL del Ricevitore 1 al variare del SCL nel senza ugello	58
6.1	Risultati di Murugu <i>et al.</i> [23]	61
A.1	Pressione nel punto A	64
A.2	Velocità nel punto B	64
A.3	Grafico della Forza dopo 1400 iterazioni dell'analisi <i>steady</i> con l'ugello	65
A.4	Grafico della Forza dopo l'analisi <i>undsteady</i> con l'ugello	65
A.6	Velocità nel punto B	66
A.5	Pressione nel punto A	66
A.7	Pressione acustica Ricevitore 1 senza condizione nell'analisi senza ugello	67
A.8	Pressione acustica Ricevitore 2 senza condizione nell'analisi senza ugello	68
A.9	Pressione acustica Ricevitore 3 nell'analisi senza ugello	68
A.10	Pressione acustica Ricevitore 1 senza condizione <i>Laminar Zone</i>	69
A.11	Pressione acustica Ricevitore 2 senza condizione <i>Laminar Zone</i>	69
A.12	Pressione acustica Ricevitore 3 senza condizione <i>Laminar Zone</i>	70
A.13	Pressione acustica Ricevitore 1 con condizione <i>Laminar Zone</i>	70
A.14	Pressione acustica Ricevitore 2 con condizione <i>Laminar Zone</i>	71
A.15	Pressione acustica Ricevitore 3 con condizione <i>Laminar Zone</i>	71
A.16	Diagramma SPL del Ricevitore 2 al variare del SCL nel caso con ugello non laminare	72
A.17	Diagramma SPL del Ricevitore 3 al variare del SCL nel caso con ugello non laminare	73
A.18	Diagramma SPL del Ricevitore 2 al variare del SCL senza ugello	73
A.19	Diagramma SPL del Ricevitore 3 al variare del SCL senza ugello	74

Elenco delle tabelle

4.1	Report Quality della mesh in FLUENT	36
4.2	Condizioni al contorno applicate al dominio su FLUENT nel caso senza ugello	38
4.3	Condizioni al contorno applicate al dominio su FLUENT nel caso con l'ugello	38
4.4	Proprietà dell'aria impostate su FLUENT	39
4.5	Coordinate dei ricevitori per l'analisi acustica	42
5.1	Risultati analisi <i>steady</i> senza l'ugello	46
5.2	Valori estrapolati dall'analisi <i>steady</i> della mesh di riferimento con l'ugello	48
5.3	Valori dei parametri di strato limite	50
5.4	Errore relativo del parametro SPL al variare della frequenza	53
5.5	OASPL in dB delle analisi acustiche	53

Capitolo 1

Introduzione

La riduzione dell'inquinamento prodotto da una generica macchina è divenuto un obiettivo sempre più ricercato nell'attuale società al pari con la classica ricerca di migliori prestazioni. Un elemento non trascurabile di inquinamento risulta essere il rumore, inteso come emissione sonora sgradevole e disturbante, effetto collaterale intrinseco al funzionamento di una macchina. Nella vita quotidiana la silenziosità di un qualsiasi elettrodomestico o macchinario è diventato un fattore sempre più considerato nella scelta di tale. La riduzione del rumore è da considerarsi sia come elemento di mero aumento del comfort legato ad esempio all'utilizzo di un elettrodomestico, sia come necessaria tutela della salute dell'uomo e salvaguardia dell'ambiente; il rumore può diventare infatti fattore di stress e disturbo [31].

Uno dei primi campi in cui si è ritenuta necessaria la ricerca della riduzione del rumore è quello aeronautico. L'aeroacustica, ossia lo studio del rumore generato da interazioni fluidodinamiche, diventò di interesse negli anni successivi al secondo conflitto mondiale in cui l'aviazione civile cominciò a svilupparsi e la tematica dell'inquinamento acustico iniziò a sottolinearsi a causa del rumore prodotto dai motori a reazione [34].

L'inquinamento acustico prodotto dagli aerei continua ad essere tutt'oggi uno degli effetti più dannosi dell'aviazione sull'ambiente. A causa della gravità dei problemi ad esso associati, le normative relative al rumore prodotto dagli aerei sono diventate più severe in tutto il mondo. Il rumore del getto prodotto dall'ugello è uno dei principali fattori che contribuiscono al rumore degli aerei, e per ciò è stato un importante argomento di ricerca in aeroacustica [23].

Risulta necessario riuscire a studiare e prevedere efficacemente il rumore generato da una sorgente acustica in modo da poter ottimizzare le diverse geometrie degli ugelli.

Questo lavoro vuole cercare di riprodurre numericamente il rumore prodotto dal getto di un ugello utilizzando una simulazione 2D assialsimmetrica URANS (Ansys FLUENT) accoppiato con il solutore acustico basato sull'equazione di Ffowcs Williams-Hawkings (FWH). Tale tipologia di simulazione si distacca dalla maggior parte dei lavori presenti in letteratura i quali sfruttano simulazione LES accoppiate al solutore FWH che risultano sicuramente più precise nella predizione, come evidenziato da Murugu *et al.* [23], ma computazionalmente più onerose.

Nel secondo capitolo si riportano i principali cenni teorici riguardante la fluidodinamica e l'acustica andando ad evidenziare i principali fenomeni di sorgente sonora dell'areoacustica.

Nel terzo capitolo si entra nel dettaglio del solutore acustico preso in esame per la simulazione. In tale capitolo si vogliono riassumere tutte le informazioni, presenti in letteratura, necessarie per impostare correttamente una simulazione FWH che sfrutti una superficie permeabile.

Nel quarto capitolo si discute il setup dell'analisi numerica. Tale analisi è composta da diverse sotto simulazioni che in cui variano le condizioni per avvicinarsi il più possibile alla condizione sperimentale di riferimento,

Il quinto capitolo riporta il postprocessing ed i risultati delle varie simulazioni andando a confrontare i risultati ottenuti.

Si conclude infine con il sesto capitolo riportante le conclusioni e riflessioni finali integrate con possibili spunti per il miglioramento dei risultati e del lavoro compiuto.

Capitolo 2

Cenni Teorici

In questo capitolo si vuole riassumere brevemente i concetti teorici legati alla fluidodinamica ed all'acustica con una particolare attenzione alle perturbazioni acustiche generate dalle interazioni fluidodinamiche, ossia l'Aeroacustica.

2.1 Equazioni Fondamentali Fluidodinamica

Si considera un sistema di particelle SIS ed un volume di controllo V_c . Definendo la densità del fluido ρ , il vettore velocità \mathbf{v} e la massa M , è possibile considerare il principio di conservazione della massa

$$\frac{dM_{SIS}}{dt} = 0$$

Applicando prima il Teorema del trasporto di Reynolds e successivamente il teorema della Divergenza si ricava l'equazione di conservazione della massa

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho\nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.1)$$

dove $\frac{D\rho}{Dt}$ rappresenta la derivata Lagrangiana riferita al volume di controllo esprimibile, in accordo con la convenzione di Einstein, come

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + v_i \frac{\partial\rho}{\partial x_i}. \quad (2.2)$$

Sostituendo la definizione (2.2) nell'equazione (2.1) si ottiene l'equazione di conservazione della massa in forma conservativa:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} &= 0.\end{aligned}\tag{2.3}$$

Per convenienza si introduce il termine Q_w rappresentante una sorgente di massa, l'equazione (2.3) diventa pertanto:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = Q_w.\tag{2.4}$$

Se si considera ora la seconda legge di Newton applicata ad un volume di fluido è possibile ottenere:

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \nabla \cdot \mathbf{P} + \mathbf{f}\tag{2.5}$$

dove \mathbf{f} rappresenta la densità del campo di forze agente sul volume fluido e $\nabla \cdot \mathbf{T}$ rappresenta la forza netta agente sulla superficie del volume di fluido. La forza superficiale è espressa tramite il tensore di sforzo \mathbf{P} simmetrico e definito successivamente tramite le leggi costitutive. Usando la relazione (2.3) (i.e. $Q_w = 0$) si ottiene l'equazione di conservazione della quantità di moto in forma conservativa:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) &= \nabla \cdot \mathbf{P} + \mathbf{f} \\ \frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i v_j}{\partial x_j} &= \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j} + f_i.\end{aligned}\tag{2.6}$$

Se si applica ora il primo principio della termodinamica ad un eletto fluido si ottiene:

$$\rho \frac{D(e + \frac{1}{2}v^2)}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + Q_w + \mathbf{v} \cdot \mathbf{f} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot \mathbf{P})\tag{2.7}$$

dove e rappresenta l'energia interna per unità di massa, v il modulo di \vec{v} , \vec{q} il flusso di calore e Q_w la produzione di calore per unità di volume. La forma conservativa del bilancio di energia diventa:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(e + \frac{1}{2}v^2) + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v}(e + \frac{1}{2}v^2)] = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \nabla \cdot \mathbf{T} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{f} + Q_w\tag{2.8}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(e + \frac{1}{2}v^2) + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho v_i(e + \frac{1}{2}v^2)] = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{\partial T_{ij} v_j}{\partial x_i} + f_i v_i + Q_w.\tag{2.9}$$

2.2 Equazioni Costitutive

Le equazione di bilancio di massa, quantità di moto ed energia presentano un numero di variabili superiori al numero di equazioni, sono pertanto necessarie informazioni aggiuntive per completare il set di equazioni. Una prima approssimazione è considerare il fluido localmente in equilibrio termodinamico, questo implica che la caratterizzazione dello stato del fluido può avvenire fissando due variabili intrinseche. Per convenienza si scelgono come variabili la densità ρ e l'entropia specifica per unità di massa s . È possibile definire l'energia interna $e = e(\rho, s)$ e la sua variazione come:

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial \rho}\right)_s d\rho + \left(\frac{\partial e}{\partial s}\right)_\rho ds. \quad (2.10)$$

Considerando l'equazione termodinamica,

$$de = Tds - pd\rho^{-1}, \quad (2.11)$$

il confronto tra due equazioni porta alle espressioni della temperatura T e della pressione p :

$$T = \left(\frac{\partial e}{\partial s}\right)_\rho \quad (2.12)$$

$$p = \rho^2 \left(\frac{\partial e}{\partial \rho}\right)_s. \quad (2.13)$$

La variazione di pressione risulta quindi:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s d\rho + \left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_\rho ds. \quad (2.14)$$

In molte casistiche si considera aria a temperatura e pressione ambiente [10] considerabile perciò come un gas ideale seguente la legge:

$$p = \rho RT \quad (2.15)$$

con $R = K_b/m_w$, k_b la costante di Boltzmann e m_w la massa molecolare del gas. L'onda sonora è una perturbazione infinitesima la cui velocità del suono, come ricavata in [9], risulta:

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}, \quad (2.16)$$

che, considerata con (2.15), porta a:

$$c = \sqrt{\gamma RT} \quad (2.17)$$

dove $\gamma = c_p/c_v$ è il rapporto rispettivamente tra calore specifico a pressione costante

$$c_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p$$

con $i = e + p/\rho$ e il calore specifico volume costante

$$c_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_\rho.$$

Se si considera il fluido Newtoniano è possibile definire il tensore $\vec{\vec{P}}$ come:

$$P_{ij} = p\delta_{ij} - \sigma_{ij} \quad (2.18)$$

in cui $p\delta_{ij}$ rappresenta la componente idrostatica e σ_{ij} la componente viscosa scomponibile a sua volta in:

$$\sigma_{ij} = 2\mu E_{ij} + \lambda \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (2.19)$$

in cui μ è la viscosità dinamica, λ è il secondo coefficiente di viscosità e E_{ij} è il tensore di deformazione definito come

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.20)$$

Il coefficiente λ rappresenta la risposta viscosa a deformazioni volumetriche e, in accordo l'ipotesi di Stokes, è pari a $-2/3\mu$.

Il termine \vec{q} nell'equazione dell'energia (2.7) è approssimabile con la legge di Fourier:

$$q_i = -K \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.21)$$

dove K rappresenta la conducibilità termica.

2.3 Forme alternative delle equazioni fondamentali

Partendo dall'equazione dell'energia (2.7) e utilizzando la legge (2.11) si può derivare l'equazione per l'entropia:

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \boldsymbol{\sigma} : \nabla \mathbf{v} + Q_w. \quad (2.22)$$

Se il flusso di calore e la viscosità sono trascurabili e non c'è alcuna sorgente di calore, l'equazione si riduce in:

$$\frac{Ds}{Dt} = 0 \quad (2.23)$$

indicando che l'entropia rimane costante ed il flusso è isoentropico. Se invece l'entropia è uniforme, $\nabla s = 0$, il flusso si dice omoentropico. Quando non c'è alcuna produzione di entropia la generazione del suono è dominata dalle fluttuazioni del tensore di Reynolds $\rho v_i v_j$, ossia quando, nell'equazione (2.6), la componente $|\partial \rho v_i v_j / \partial x_j|$ è comparabile con il termine $|\partial \sigma_{ij} / \partial x_j|$. Se si associa una scala di lunghezza D ad entrambi i gradienti, in quanto comparabili, e si considera una scala di velocità U_0 (flusso indisturbato) si ottiene un numero di Reynolds $Re \gg 1$. Questo permette di poter considerare in questi casi la dissipazione limitata allo strato limite vicino alla parete e, per scale temporali dell'ordine di U_0/D , la maggior parte del flusso può essere considerata isoentropica. Ulteriori approfondimenti sono presenti in [22] [24].

Considerando ora l'equazione di conservazione della quantità di moto (2.6), per un fluido aviscoso, si ricava l'equazione di Eulero:

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla p + \vec{f}. \quad (2.24)$$

2.4 Acustica dello spazio libero

2.4.1 Ordini di grandezza

In acustica vengono considerano perturbazioni molto piccole, ciò permette di linearizzare tutte le relazioni viste in precedenza.

Si consideri una perturbazioni p' che propaga come un'onda in un fluido in

quiete, il range delle frequenze udibili riferite alle fluttuazioni di pressione è:

$$20 \text{ Hz} \leq f \leq 20 \text{ kHz}.$$

Si definisce il Sound Pressure Level (SPL), misurato in decibel (dB), come:

$$SPL = 20 \log_{10} \left(\frac{p'_{rms}}{p_{ref}} \right) \quad (2.25)$$

con p_{ref} pari a 2×10^{-5} Pa per la propagazione nei gas o 10^{-6} Pa per la propagazione in altri mezzi diversi dai gas.

Espressione alternativa del SPL è la seguente:

$$SPL(\vec{x}, St) = 10 \log_{10} \left(\frac{2\hat{p}(\mathbf{x}, \omega)\hat{p}^*(\mathbf{x}, \omega)}{St_{min} p_{ref}^2} \right) \quad (2.26)$$

dove p^* rappresenta il complesso coniugato di \hat{p} .

Si definisce *Overall Sound Pressure Level* (OASPL), misurato in dB, come:

$$OASPL(\vec{x}) = 10 \log_{10} \left(\sum_{St=St_{min}}^{St_{max}} \frac{2\hat{p}(\mathbf{x}, \omega)\hat{p}^*(\mathbf{x}, \omega)}{p_{ref}^2} \right). \quad (2.27)$$

Definito l'intensità del suono $\langle I \rangle$ come la media temporale del flusso energetico associato all'onda, si introduce Intensity Level (IL) come:

$$IL = 10 \log_{10} \left(\frac{\langle I \rangle}{I_{ref}} \right) \quad (2.28)$$

dove in aria $I_{ref} = 10^{-12}$ W m⁻². Nel caso di un'onda piana, I_{ref} è legato a p_{ref} con la relazione:

$$\langle I \rangle = \frac{p'^2}{\rho_0 c_0} \quad (2.29)$$

in cui $\rho_0 c_0 \simeq 400$ kg m⁻² s⁻¹ in aria a condizioni ambiente.

Si definisce la media temporale della potenza generata da una sorgente $\langle P \rangle$ come l'integrale di flusso dell'intensità $\langle I \rangle$ su una superficie che racchiude la sorgente stessa. Supposto questo si definisce il Sound Power Level (PWL), espresso in decibel (dB) come:

$$PWL = 10 \log_{10} \left(\frac{\langle P \rangle}{P_{ref}} \right) \quad (2.30)$$

dove P_{ref} , pari a 10^{-12} W, corrisponde alla potenza di un flusso d'intensità $\langle I \rangle = I_{ref}$ attraverso una superficie di 1 m^2 .

La soglia uditiva, per buone orecchie, a 1 kHz , è tipicamente intorno a $SPL = 0 \text{ dB}$. Ciò corrisponde fisicamente alle fluttuazioni termiche nel flusso di molecole che entrano in collisione con il timpano umano. Per rilevare 1 kHz si può il segnale su circa $0,5 \text{ ms}$. In condizioni ambientali ciò corrisponde alla collisione di $N \simeq 10^{20}$ molecole con il nostro timpano. Le fluttuazioni termiche, misurate in termini di pressione, sono quindi dell'ordine di $p_0/\sqrt{N} = 10^{-5} \text{ Pa}$, con p_0 la pressione atmosferica. La massima sensibilità dell'orecchio è di circa 3 kHz (fischietto). Ciò è dovuto alla risonanza di un quarto d'onda nell'orecchio esterno, un canale profondo circa $2,5 \text{ cm}$. La soglia del dolore è di circa $SPL = 140 \text{ dB}$. Persino a livelli così alti, le fluttuazioni di pressione rimangono dell'ordine $p'/p_0 = O(10^{-3})$ [10]. Questo giustifica la linearizzazione delle equazioni. Occorre però notare come gli effetti non lineari giocano un ruolo significativo per onde sonore che si propagano per lunghe distanze.

Per un'onda acustica piana, la fluttuazione di pressione p' si associa alla velocità u' delle particelle fluide nella direzione di propagazione come :

$$u' = \frac{p'}{\rho_0 c_0}. \quad (2.31)$$

L'ampiezza δ dello spostamento delle particelle fluide, per un'onda armonica con pulsazione ω , è data da: $\delta = |u'|/\omega$. A $f = 1 \text{ kHz}$ la soglia dell'udito (0 dB) corrisponde a $\delta = 10^{-11} \text{ m}$. Alla soglia del dolore troviamo $\delta = 10^{-4} \text{ m}$. Questi piccoli spostamenti giustificano l'uso di una teoria lineare. Quando lo spostamento acustico δ diventa dello stesso ordine di grandezza del raggio di curvatura di una parete, si osserverà la separazione del flusso acustico e la formazione di vortici. Ulteriori approfondimenti sono presentati in [13].

2.4.2 Equazioni d'onda

Si considera una perturbazione di pressione p' di fluido in quiete allo stato ρ_0 , p_0 , s_0 e \vec{v}_0 . Si definiscono le perturbazione come:

$$p' = p - p_0, \quad \rho' = \rho - \rho_0, \quad s' = s - s_0, \quad \mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0, \quad (2.32)$$

dove $\vec{v}_0 = 0$ per il fluido in quiete. Assumendo le perturbazioni ($p'/p_0, \rho'/\rho_0, \dots$), \mathbf{f} e Q_w piccoli da poter linearizzare le equazioni fondamentali e trascurando i termini relativi rispettivamente al flusso termico e alla viscosità, le equazioni

(2.3) (2.6) (2.22) si riducono a:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}' &= 0, \\ \rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + \nabla p' &= \mathbf{f}, \\ \rho_0 T_0 \frac{\partial s'}{\partial t} &= Q_w.\end{aligned}\tag{2.33}$$

L'equazione costitutiva si riduce a:

$$p' = c_0 \rho' + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_\rho s'.\tag{2.34}$$

Come ricavato da [10][8], linearizzando le equazioni, si ottiene un'equazione d'onda non omogenea:

$$\begin{aligned}\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' &= q, \\ q &= \frac{(\partial p / \partial s)_\rho}{\rho_0 c_0^2 T_0} \frac{\partial Q_w}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{f}.\end{aligned}\tag{2.35}$$

Il primo termine della sorgente q rappresenta la dilatazione del fluido a seguito della produzione di calore in processi come la combustione o la condensazione. Il secondo termine descrive la produzione sonora da parte di un campo di forza esterno variabile e non uniforme. Quando si considera un corpo in movimento, la reazione del corpo alla forza esercitata dal fluido può essere rappresentata da un tale campo di forza.

Si è introdotto il termine $q = q(\mathbf{x}, t)$ per comodità di notazione, in caso di sorgente $q = 0$ il campo sonoro è dovuto a perturbazioni iniziali o a condizioni al contorno. Sotto questa condizione ($q = 0$) si ottiene l'equazione omogenea:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = 0,\tag{2.36}$$

da cui è possibile ricavare la soluzione particolari dell'onda piana e dell'onda sferica simmetrica. Per ricavare tali soluzioni si assume che, in entrambi i casi, queste onde siano state generate da qualche condizione al contorno o qualche condizione iniziale e si considera la loro propagazione attraverso un fluido in quiete infinitamente grande che si estende in tutte le direzioni, chiamato "spazio libero" (*free-space*).

In particolare la soluzione d'onda simmetrica sferica genera quello un campo sonoro monopolare la cui sorgente è detta monopolo. Questo termine di sorgente, come evidenziato in [10], è legato alla derivata temporale della pressione e ciò evidenzia come siano necessarie condizioni non stazionarie. Un monopolo è una sorgente che irradia il suono ugualmente bene in tutte le direzioni. L'esempio più semplice di una sorgente monopolare è una sfera il cui raggio si espande e si contrae alternativamente in modo sinusoidale. La sorgente monopolare crea un'onda sonora introducendo e rimuovendo alternativamente il fluido nell'area circostante [3].

Dalla soluzione monopolare è possibile ricavare più soluzioni complesse, come quella dipolare e quella quadrupolare, rappresentate rispettivamente dalla derivata prima e seconda del campo monopolare.

Una sorgente a dipolo è costituita da due sorgenti monopolari di uguale forza ma fase opposta e separate da una piccola distanza rispetto alla lunghezza d'onda del suono. Mentre una fonte si espande l'altra fonte si contrae. Il risultato è che il fluido vicino alle due sorgenti oscilla avanti e indietro per produrre il suono. Una sorgente a dipolo non irradia il suono allo stesso modo in tutte le direzioni. Dal modello di direttività mostrato in figura 2.1b si notano due regioni in cui il suono viene irradiato e due regioni in cui il suono si annulla [3].

Due dipoli opposti, invece, costituiscono una sorgente quadrupolare. In una disposizione a *quadrupolo laterale* i due dipoli non giacciono lungo la stessa linea; se invece ciò avviene viene detto *quadrupolo lineare*. Dal modello di direttività per un quadrupolo laterale, in figura 2.1c, il suono viene irradiato davanti a ciascuna sorgente monopolare, ma viene cancellato in punti equidistanti dai monopoli opposti adiacenti [3].

Nel quadrupolo lineare, osservando la figura 2.1d e 2.1e, si nota una transizione marcata dal campo vicino al campo lontano. Nel campo vicino ci sono quattro massimi e quattro minimi, con i massimi lungo l'asse del quadrupolo circa 5dB più alti dei massimi perpendicolari all'asse del quadrupolo. Nel campo lontano ci sono solo due massimi, lungo l'asse del quadrupolo, e due minimi perpendicolari all'asse del quadrupolo [3]. Un'interpretazione intuitiva di monopolo, dipolo e quadrupolo può essere la seguente: si immagina una persona che salta su una barca, la traslazione trasversale della barca genera un campo monopolo sull'acqua. Se si immaginano ora due persone che si passano una palla sulla barca queste generano un moto longitudinale della barca dovuto alla forza che trasferiscono ad ogni passaggio. Il campo da essi prodotto è di-

polare. Se ora si immaginano le due persone che lottano sulla barca, il campo prodotto sull'acqua è molto simile a quello quadrupolare [10].

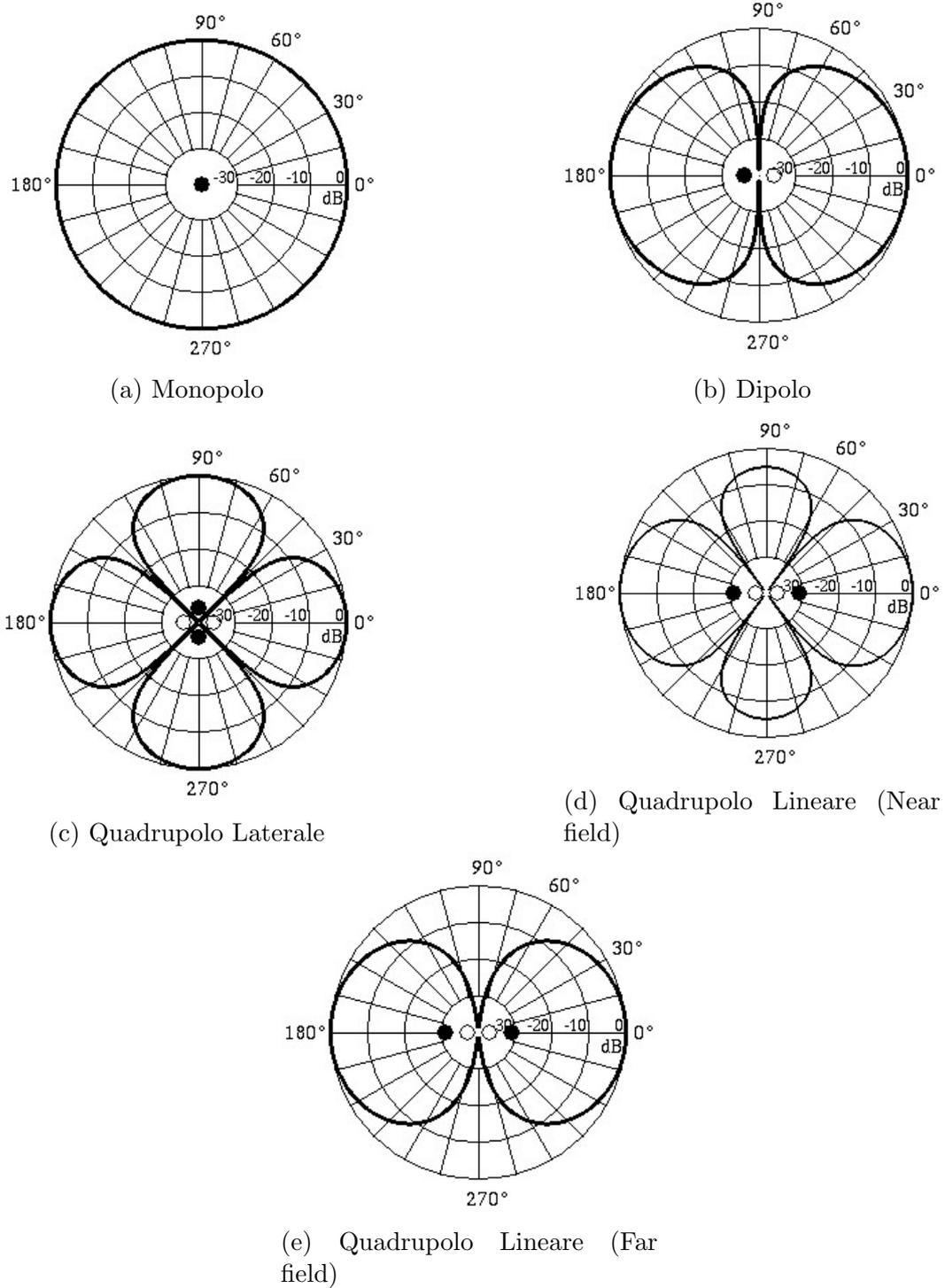


Figura 2.1: Modelli di direttività [3]

2.4.3 Riflessione, Diffusione e Diffrazione

Qualsiasi campo acustico complesso mostra simultaneamente fenomeni di riflessione, interferenza, diffusione, diffrazione e rifrazione associati al moto ondoso [27]. Le onde acustiche subiscono una riflessione non appena queste incontrano un cambiamento di mezzo. La riflessione dell'onda acustica dipende dalla natura della superficie ostruente. Alcune superfici riflettono completamente l'energia acustica mentre altre ne assorbono una parte e riflettono la restante frazione. La riflessione delle onde acustiche può essere alterata cambiando il materiale solido su cui si verifica la riflessione o la finitura superficiale. Se le onde acustiche incidono su una superficie ruvida, l'energia dell'onda incidente viene distribuita attraverso un gran numero di riflessioni, noto anche come diffusione. Pertanto, la diffusione può ridurre l'energia acustica riflessa in una direzione convertendola in molte riflessioni sparse. La dispersione dipende anche dalla frequenza e dalla lunghezza d'onda del disturbo acustico incidente. Se la rugosità della superficie è paragonabile alla lunghezza d'onda dell'onda acustica, si osserva lo *scattering* come mostrato in figura. 2.2.

La diffrazione delle onde acustiche si osserva solitamente quando le onde passano attorno a un ostacolo o si propagano attraverso una fenditura come mostrato in figura 2.2. In tali casi, il bordo dell'ostacolo, o la fenditura, funge da sorgente sonora secondaria che irradia onde acustiche della stessa frequenza e lunghezza d'onda ma con intensità acustica ridotta rispetto alla sorgente acustica primaria. Poiché le onde acustiche si propagano attorno all'ostacolo subendo un processo di diffrazione, si è in grado di udire il suono nonostante ci si trovi dall'altra parte dell'ostacolo. In tale zona oltre l'ostacolo, l'intensità acustica è ridotta e pertanto viene definita "zona d'ombra".

Oltre alla riflessione acustica e alla diffrazione, le onde acustiche mostrano anche il fenomeno dell'interferenza che si verifica quando più onde interagiscono sovrapponendosi. Può verificarsi a causa della sovrapposizione di onde acustiche irradiate da più sorgenti acustiche o a causa della sovrapposizione delle onde incidenti e riflesse. In tali campi acustici, si osservano interferenze costruttive e distruttive in vari punti del dominio.

2.4.4 Funzione di Green e formulazione integrale per la soluzione dell'equazione d'onda

Si consideri l'equazione d'onda non omogenea (2.35), applicando il teorema di Green è possibile ricavare un'equazione integrale che include gli effetti della

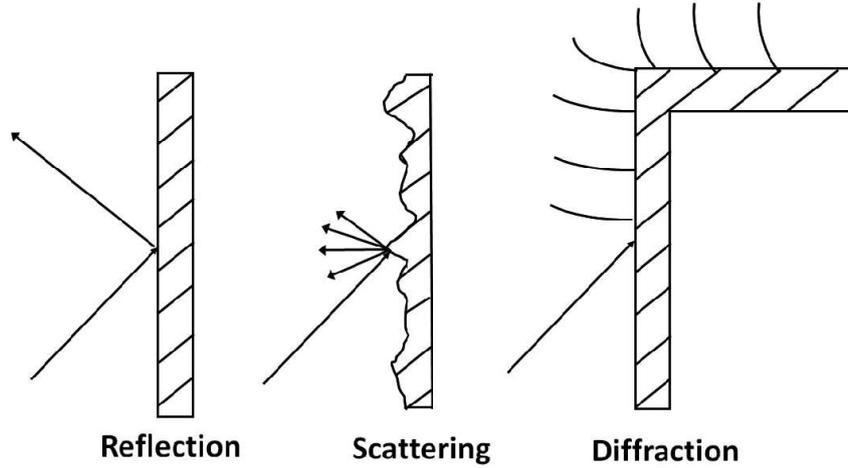


Figura 2.2: Schema di riflessione (*Reflection*), diffusione (*Scattering*) e diffrazione (*Diffraction*) [27]

sorgente, le condizioni al contorno e le condizioni iniziali del campo acustico. Si considera la funzione di Green $G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau)$ come la risposta del flusso ad una sorgente impulsiva puntiforme rappresentata attraverso la funzione δ di Dirac funzione dello spazio e del tempo, esprimibile come:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - \nabla^2 G = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \delta(t - \tau) \quad (2.37)$$

sotto la condizione

$$G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) = 0 \quad \text{per } t < \tau \quad (2.38)$$

dove \mathbf{x} rappresenta la coordinata del ricevente al tempo t e \mathbf{y} la coordinata della sorgente sonora con emissione al tempo τ . La soluzione, ricavata in [33], risulta:

$$\begin{aligned} p'(\mathbf{x}, t) = & \int_{t_0}^t \int_V q(\mathbf{y}, \tau) G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) dV_y d\tau \\ & + \int_{t_0}^t \int_S \left(G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) \nabla_y p' - p'(\mathbf{y}, t) \nabla_y G \right) \cdot \mathbf{n} dS_y d\tau \\ & + \frac{1}{c_0^2} \int_V \left[G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) \frac{\partial p'}{\partial \tau} - p'(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial \tau} \right]_{\tau=t_0} dV_y \quad (2.39) \end{aligned}$$

dove V rappresenta un volume d'integrazione e S la superficie associata ad esso. Il primo integrale è la convoluzione della sorgente q con la risposta all'impulso G (funzione di Green). Il secondo integrale rappresenta l'effetto della differenza tra le effettive condizioni fisiche al contorno sulla superficie S e le condizioni applicate alla funzione di Green. L'ultimo integrale rappresenta

il contributo delle condizioni iniziali al tempo t_0 al campo acustico.

Considerando il campo acustico generato da un impulso $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y})\delta(t - \tau)$ nella posizione \mathbf{y} al tempo τ e ricevuto dall'osservatore in \mathbf{x} al tempo t , è possibile ricavare la funzione di Geern per lo spazio libero. Partendo dalla soluzione di un'onda sferica, come indicati in [10], si ottiene:

$$G_0 = \frac{1}{4\pi r} \delta(t - \tau - r/c_0) \quad (2.40)$$

con $r = \|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|$.

2.5 Analogia Areoacustica

2.5.1 Analogia di Lighthill

L'idea chiave di Lighthill è di derivare un'equazione d'onda non omogenea dalle equazioni esatte di conservazione di massa e di quantità di moto che si riduce ad un'equazione omogenea attorno all'ascoltatore.

Considerando la derivata temporale dell'equazione di conservazione della massa (2.3) e sottraendo ad essa la divergenza dell'equazione della quantità di moto (2.6) si ottiene:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (P_{ij} + \rho v_i v_j) - \frac{\partial f_i}{\partial x_i}. \quad (2.41)$$

Aggiungendo il termine $c_0^{-2} \frac{\partial}{\partial t^2} p'$ e ricordando la definizione di P_{ij} (2.18) si ottiene:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j - \sigma_{ij}) - \frac{\partial f_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{p'}{c_0^2} - \rho \right) \quad (2.42)$$

dove p' e ρ' sono definite come:

$$p' = p - p_0 \text{ e } \rho' = \rho - \rho_0. \quad (2.43)$$

Questa equazione è definita *analogia* di Lighthill. Scegliendo per c_0 e p_0 i valori del fluido quiescente di riferimento che circonda l'ascoltatore, si ritrova l'equazione delle onde omogenee (2.36) ogni volta che il termine destro dell'equazione (2.42) è trascurabile. Pertanto l'equazione (2.42) è una generalizzazione dell'equazione (2.35) che è stata derivata per perturbazioni lineari di un fluido quiescente.

Nell'equazione (2.42) non è stata introdotta alcuna approssimazione quindi è esatta. Ci si trova ora con un'equazione (2.42) e undici incognite ($v_i, p, \rho, \sigma_{ij}$) pertanto sono necessarie informazioni aggiuntive ed approssimazioni per arrivare ad una soluzione di campo.

Una prima approssimazione valida in molte applicazioni è quella di considerare che il campo di perturbazione acustica attorno all'osservatore sia lineare e perciò descrivibile dall'equazione omogenea (2.36). Ulteriori semplificazioni vengono dall'approssimazione dei termini sorgente (i.e. i termini a destra dell'equazione (2.42)).

Riconosciamo nella parte destra della (2.42) il termine $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{p'}{c_0^2} - \rho \right)$, come mostrato da Morfey [78, 16], include effetti complessi dovuti alla convezione di non uniformità entropiche.

L'effetto delle forze esterne \vec{f} è lo stesso in entrambe le equazioni (2.35) e nell'analogia di Lighthill (2.42). Si è rimossa, tuttavia, la condizione che la forza dovesse indurre solo una piccola perturbazione allo stato di riferimento pertanto una forza arbitraria è ammessa, purché si tenga conto di eventuali effetti addizionali che essa può avere sugli altri termini a destra della (2.42).

Osserviamo termini addizionali dovuti allo stress viscoso σ_{ij} e al tensore di Reynolds $\rho v_i v_j$. Lo stress viscoso σ_{ij} è prodotto dal trasporto molecolare della quantità di moto mentre $\rho v_i v_j$ tiene conto della convezione non lineare della quantità di moto. Una delle idee chiave di Lighthill [17] è che, quando il termine di entropia e le forze esterne sono trascurabili, il flusso produrrà suono solo a velocità elevate, corrispondenti a numeri di Reynolds elevati. Ha quindi ipotizzato che gli effetti viscosi siano trascurabili e riducano la sorgente sonora agli effetti convettivi non lineari ($\partial^2 \rho v_i v_j / \partial x_i \partial x_j$).

Un ulteriore presupposto, comunemente usato, è che il feedback dal campo acustico alla sorgente sia trascurabile. Quindi è possibile calcolare il termine sorgente da una simulazione numerica che ignora qualsiasi propagazione di onde acustiche e successivamente prevedere la produzione del suono al di fuori del flusso. In casi estremi di flusso a basso numero di Mach, è possibile utilizzare una simulazione di flusso localmente incomprimibile della regione sorgente per prevedere il campo sonoro. L'equazione (2.42) può essere formalmente risolta da una formulazione integrale del tipo (2.39). Ciò avrà l'ulteriore vantaggio di ridurre l'effetto di errori casuali nel flusso della sorgente sul campo acustico previsto. Si può affermare che una tale formulazione integrale combinata con l'analogia di Lighthill consente di ottenere un massimo di informazioni riguardanti la produzione del suono per un dato campo di flusso. [10]

Il risultato ottenuto per la condizione di spazio libero è il seguente:

$$p'(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \rho v_i v_j \frac{\delta(t - \tau - \frac{r}{c_0})}{4\pi r} dV_y d\tau = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \left[\frac{\rho v_i v_j}{4\pi r} \right]_{t_e = \tau} dV_y \quad (2.44)$$

dove $r = \|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|$ e $t_e = t - r/c_0$.

2.5.2 Formulazione di Curle

Curle propose una generalizzazione della formulazione integrale dell'analogia di Lighthill per i flussi in presenza di parete. Si considera la relazione (2.41) e si sottrae da ambo i membri il termine $c_0^2(\partial^2 \rho' / \partial x_i^2)$, ottenendo l'analogia di Lighthill in termini di densità:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial f_i}{\partial x_i} \quad (2.45)$$

dove il termine T_{ij} , chiamato *tensore di Lighthill*, è definito come:

$$T_{ij} = P_{ij} + \rho v_i v_j - c_0^2 \rho \delta_{ij}. \quad (2.46)$$

Si pone ora l'ipotesi di $f = 0$. Si considera una superficie fissa S con una normale \vec{n} e si applica il teorema di Green (2.39) sul volume V al di fuori di S . La soluzione risulta:

$$p'(\mathbf{x}, t) = c_0^2 \rho'(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \left[\frac{T_{ij}}{4\pi r} \right]_{\tau=t_e} dV_y + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{\rho v_i}{4\pi r} \right]_{\tau=t_e} n_i dS - \frac{\partial}{\partial x_j} \int_S \left[\frac{P_{ij} + \rho v_i v_j}{4\pi r} \right]_{\tau=t_e} n_i dS. \quad (2.47)$$

Se si considera l'approssimazione di *far-field* [10], un corpo compatto, per cui è possibile trascurare le variazioni di t_e sulla superficie, e considerando l'origine $\vec{y} = 0$ dentro o vicino al corpo si ottiene:

$$p'(\mathbf{x}, t) \simeq \frac{x_i x_j}{4\pi \|\mathbf{x}\|^3 c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V [T_{ij}]_{\tau=t_e} dV_y + \frac{1}{4\pi \|\mathbf{x}\|} \frac{\partial}{\partial t} \int_S [\rho v_i]_{\tau=t_e} n_i dS + \frac{x_j}{4\pi \|\mathbf{x}\|^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S [P_{ij} + \rho v_i v_j]_{\tau=t_e} n_i dS. \quad (2.48)$$

con $t_e = t - \|\mathbf{x}\|/c_0$. Il primo integrale (di volume) è lo stesso dell'analogia di Lighthill, il secondo integrale (di superficie) rappresenta il campo sonoro monopolare generato da flussi di massa attraverso la superficie S , mentre il

terzo integrale (di superficie) corrisponde al campo dipolare generato dalla forza istantanea $-F_j$ della superficie sul fluido circostante, ovvero la reazione della superficie alla forza esercitata dal fluido $F_j = -\int_S (P_{ij} + \rho v_i v_j) n_i dS$.

2.5.3 Formulazione di Ffowcs Williams-Hawkings

La formulazione di Ffowcs Williams-Hawkings (FWH) è un'ulteriore generalizzazione dell'analogia di Lighthill in cui, a differenza di quella di Curle, è ammessa una superficie di controllo mobile $S(t)$. L'idea è quella di includere gli effetti della superficie nell'equazione (2.45).

Si assume un volume $B(t)$ racchiuso da una superficie $S(t)$, si introduce una funzione $h(\vec{x}, t)$ tale che:

$$h(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} h(\mathbf{x}, t) < 0 & \text{se } \mathbf{x} \in B(t) \\ h(\mathbf{x}, t) = 0 & \text{se } \mathbf{x} \in S(t) \\ h(\mathbf{x}, t) > 0 & \text{se } \mathbf{x} \notin B(t) \end{cases}$$

La definizione di tutte le proprietà fisiche valida al di fuori di $B(t)$ viene estesa a tutto lo spazio assumendo il valore nullo all'interno di $B(t)$. Se si considera ρ' e si moltiplica per la funzione di Heaviside $H(h)$ si crea una nuova funzione $\rho' H(h)$ nulla all'interno di $B(t)$ (dove $H(h) = 0$) e pari a ρ' all'esterno di $B(t)$ (dove $H(h) = 1$).

Per procedere si definisce la direzione normale \mathbf{n} alla superficie $S(t)$:

$$\mathbf{n} = \left[\frac{\nabla h}{\|\nabla h\|} \right]_{h=0}. \quad (2.49)$$

Si assume che la superficie $S(t)$ si muova con una velocità \mathbf{b} , pertanto si definisce:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\mathbf{b} \cdot \nabla h = -(\mathbf{b} \cdot \mathbf{n}) \|\nabla h\|. \quad (2.50)$$

Moltiplicando l'equazione di conservazione della massa e della quantità di moto per la funzione $H(h)$ e seguendo la procedura utilizzata per ricavare l'analogia di Lighthill si ottirne:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [p' H] - \nabla^2 [p' H] &= \nabla \cdot [\nabla \cdot [(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \boldsymbol{\sigma}) H]] - \nabla \cdot [\mathbf{f} H] + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\left(\frac{p'}{c_0^2} - \rho' \right) H \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} [(\rho_0 \mathbf{b} + \rho(\mathbf{v} - \mathbf{b})) \cdot \nabla H] - \nabla \cdot [(p' \mathbf{I} - \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{v}(\mathbf{v} - \mathbf{b})) \cdot \nabla H], \end{aligned} \quad (2.51)$$

dove $\mathbf{I} = \delta_{ij}$.

Per una superficie solida, in cui $\mathbf{v}\mathbf{n} = \mathbf{b}\mathbf{n}$, in condizione di *free-space* e applicando il teorem di Green si ottirne:

$$\begin{aligned}
p'(\mathbf{x}, t) = & \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathbb{R}^3} \left[\frac{(\rho v_i v_j - \sigma_{ij})H}{4\pi r} \right]_{\tau=t_e} dV_y - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{\mathbb{R}^3} \left[\frac{\mathbf{f}H}{4\pi r} \right]_{\tau=t_e} dV_y \\
& + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{\mathbb{R}^3} \left[\frac{(p'/c_0^2 - \rho')H}{4\pi r} \right]_{\tau=t_e} dV_y + \frac{\partial}{\partial t} \int_{S(t_e)} \left[\frac{\rho_0 \vec{\mathbf{b}} \cdot \vec{\mathbf{n}}}{4\pi r(1 - M_r)} \right]_{\tau=t_e} dS \\
& - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S(t_e)} \left[\frac{p' n_i - \sigma_{ij} n_j}{4\pi r(1 - M_r)} \right]_{\tau=t_e} dS, \quad (2.52)
\end{aligned}$$

dove $r = \|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|$ e $M_r = \mathbf{b} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{y})/rc_0$. I primi tre integrali corrisondono al contributo del flusso attorno alla superficie $S(t)$ mentre gli ultimi due integrali rappresentano generalizzazioni del rumore di spessore (*thickness noise*) e del suono generato dalle forze superficiali (*load noise*).

2.5.4 Teoria "Vortex Sound"

L'ipotesi più importante della teoria di Lighthill è che la sorgente di un suono indotto dal flusso sia già nota, quindi il flusso e i campi sonori possono essere risolti separatamente attraverso metodi sperimentali o numerici. In primo luogo, l'ipotesi di una sorgente sonora preconosciuta è ragionevole per la generazione del suono in uno spazio libero in cui l'effetto di un confine solido può essere ignorato, come il rumore del getto. Tuttavia, identificare più accuratamente le sorgenti sonore reali in un *shear-layer* turbolento risulta complicato in quanto il flusso contiene troppe scale difficili da separare l'una dall'altra.

In secondo luogo, poiché le equazioni che governano il flusso ed i campi sonori sono identiche, i due tipi di campi possono essere teoricamente risolti simultaneamente. Tuttavia, il flusso e i campi acustici sono separati manualmente nell'analogia di Lighthill, che di conseguenza diventerebbe inutile nel descrivere l'interazione onda-vortice e il trasferimento di energia tra di loro [33].

Si è dimostrato che la generazione del suono è strettamente correlata al movimento del vortice e che il trasferimento di energia veniva implementato attraverso l'interazione non lineare tra il suono e il campo di flusso.

Powell [26] per primo derivò l'equazione del suono del vortice, che può essere vista come una approssimazione dell'equazione di Lighthill nella condizione di flusso con un basso numero di Mach. Infatti, sotto questa condizione, ottenne

la relazione

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\nabla \cdot [\rho(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})] \quad (2.53)$$

dove $\boldsymbol{\omega}$ rappresenta la vorticità. Dall'equazione (2.53) si nota come la sorgente sonora sia presente solo nelle zone di flusso in cui sono presenti vortici.

Howe [12] sviluppò ulteriormente la teoria di Powell per valutare il suono del vortice in casi più complicati, come il moto del vortice con trasferimento di calore, introducendo l'entalpia totale del flusso isoentropico come variabile acustica.

Le teorie di Powell e Howe sono generalmente considerate l'origine della ricerca sul suono del vortice, che è un'aggiunta complementare alla teoria di Lighthill. In figura 2.3 sono riportati casi pratici nei quali è possibile ricondurre la generazione del suono a vorticosità.

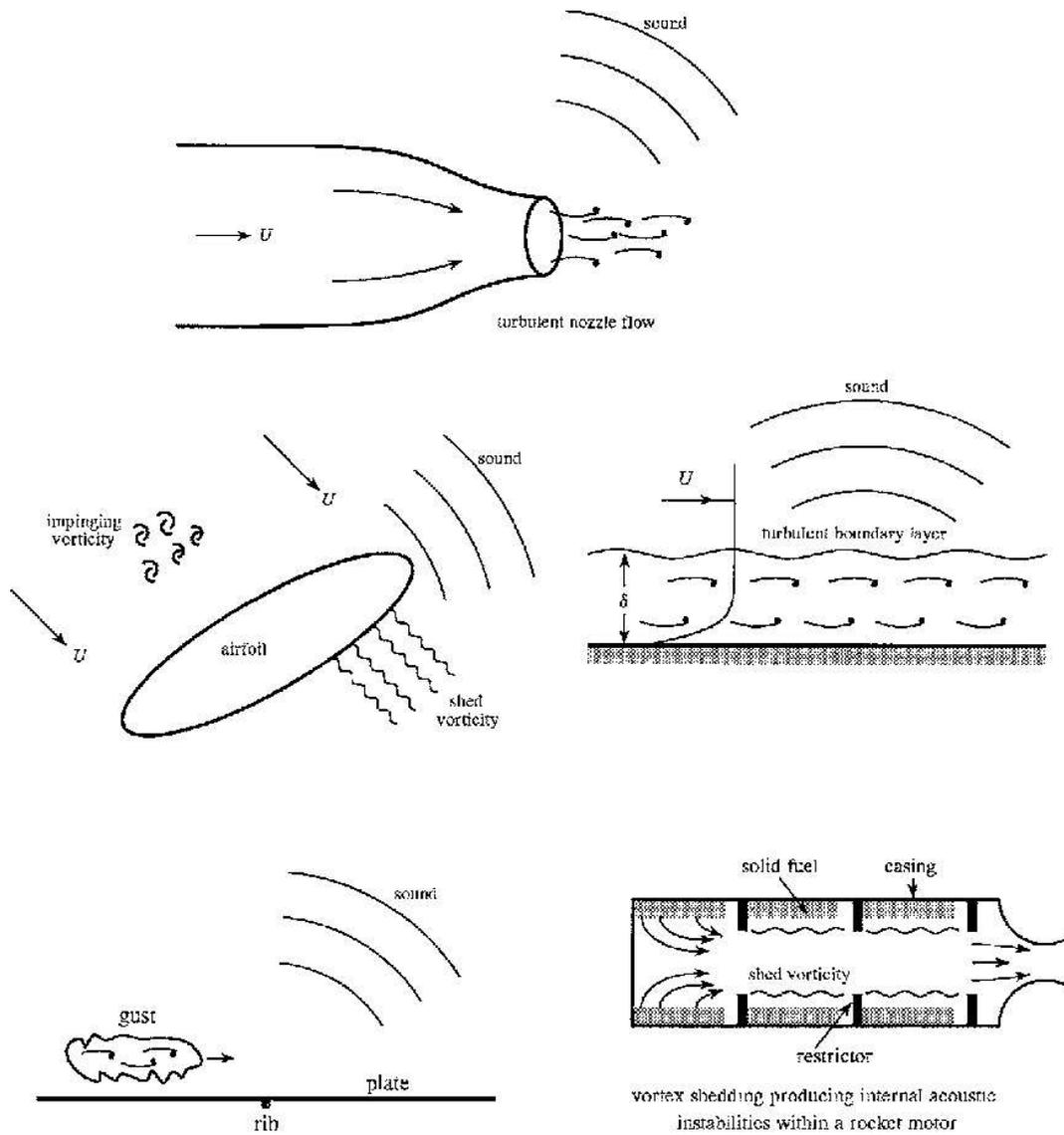


Figura 2.3: Applicazioni reali in cui è applicabile la teoria Vortex Sound [11]

Capitolo 3

FWH per Aeroacustica Computazionale di un Getto

Nell'ambito dell'Aeroacustica Computazionale (CAA) esistono vari metodi per la risoluzione del campo acustico, essi si dividono in metodi diretti e metodi ibridi.

I primi, in particolare, risolvono il campo fluido e di conseguenza quello acustico tramite una simulazione DNS (*Direct Numerical Simulation*).

Nei secondi invece il campo acustico viene risolto separatamente dal campo di moto, ciò comporta l'utilizzo di due diversi risolutori numerici: uno strumento di fluidodinamica computazionale dedicato (CFD) e in seguito un risolutore acustico. In generale possono essere utilizzate soluzioni di campo fluido sia stazionarie (RANS, SNGR) che transitorie (LES, DES, URANS). Il campo di flusso viene quindi utilizzato per calcolare le sorgenti acustiche che vengono fornite al secondo risolutore che calcola la propagazione acustica [35]. Questi solutori acustici possono essere:

- Metodi integrali;
- *Linearized Euler Equations* (LEE);
- *Fourier pseudospectral time-domain method*;
- *Expansion Incompressible Flow* (EIF);
- *Acoustic Perturbation Equations* (APE).

In questo capitolo si entrerà nel dettaglio del metodo integrale FWH (in quanto metodo scelto per l'analisi numerica) andando ad analizzare lo stato dell'arte

attuale sull'applicazione di questo metodo all'analisi di getti.

3.1 Metodi integrali

Metodi integrali di superficie si basano su informazioni del campo vicino alla sorgente (*near-field*) raccolte su una superficie che racchiude il più possibile le fonti di rumore. I metodi principali sono i metodi di Kirchhoff [5] e quelli di Ffowcs Williams-Hawkings (FWH) [6]. Il metodo FWH è generalmente preferito rispetto al metodo Kirchhoff in quanto quest'ultimo fornisce risultati accurati quando la superficie è posizionata nella regione acustica lineare, il che costringe ad avere una griglia di calcolo fine anche al di fuori della regione turbolenta aumentando i costi computazionali.

Il risolutore FWH si presenta in due varianti: quella classica che considera la superficie impenetrabile (solida) e quella che considera la superficie permeabile o porosa (*Permeable FWH Surface* o *Porous FWH Surface*). La letteratura fornisce poche informazioni su come implementare ed utilizzare tale risolutore, specialmente nella formulazione permeabile [19]. Esistono poi importanti discrepanze in letteratura riguardo questioni fondamentali quali la formulazione dell'equazione e la definizione della superficie FWH. La questione del trattamento dell'estremità a valle della superficie FWH, chiusa o aperta, è un esempio significativo dei dibattiti relativi all'uso di tale metodo.

3.2 Schema solutivo FW-H

Lo schema risolutivo FWH risulta adatto alla previsione acustica nel *far-field*. L'evoluzione temporale delle variabili viene salvata su una data superficie S (superficie FWH) a una frequenza di campionamento specificata f e per un tempo totale τ . La frequenza f è associata al numero di Nyquist Strouhal $St_{max} = fD/2U_j$, dove D è il diametro dell'ugello all'uscita e U_j è la velocità del getto all'uscita dell'ugello. Tale frequenza f è strettamente legata alla massima frequenza campionabile. Il periodo τ determina la frequenza minima accessibile da questa post-elaborazione $St_{min} = D/\tau U_j$.

Come riportato da Mendez *et al* [19], per ogni elemento di superficie di S , la storia temporale dei termini sorgente F_1 e F_2 è costruita dalle variabili

conservative usando le seguenti espressioni:

$$F_1 = \frac{p' \hat{n}_j \hat{r}_j + \rho u_j u_n \hat{r}_j}{c_0 r} + \frac{\rho u_n}{r} \quad (3.1)$$

$$F_2 = \frac{p' \hat{n}_j \hat{r}_j + \rho u_j u_n \hat{r}_j}{r^2} \quad (3.2)$$

dove \hat{n}_j è la j-esima componente del versore normale alla superficie, r e r_j sono rispettivamente l'intensità e la direzione del vettore collegante l'elemento di superficie, collocato in y , all'osservatore posto in x , p' la fluttuazione di pressione ($p' = p - p_\infty$), u_j la j-esima componente del vettore velocità e $u_n = u_i \hat{n}_i$.

Utilizzando la trasformata di Fourier, si ottiene il campo di pressione $\hat{p}(\mathbf{x}, \omega)$ come:

$$4\pi \hat{p}(\mathbf{x}, \omega) = \int_S i\omega \hat{F}_1(\mathbf{y}, \omega) e^{-i\omega r/c_\infty} dS + \int_S \hat{F}_2(\mathbf{y}, \omega) e^{-i\omega r/c_\infty} dS. \quad (3.3)$$

Un formulazione alternativa dell'equazione FWH è quella fornita da Farassat [16] la cui soluzione integrale è

$$p'(\mathbf{x}, t) = p'_T(\mathbf{x}, t) + p'_L(\mathbf{x}, t) + p'_Q(\mathbf{x}, t) \quad (3.4)$$

dove

$$4\pi p'_T(\mathbf{x}, t) = \int_S \left[\frac{\rho_0 (\dot{U}_n + U_{\dot{n}})}{r(1 - M_r)^2} \right] dS + \int_S \left[\frac{\rho_0 U_n (rM_r + c(M_r - M^2))}{r^2(1 - M_r)^3} \right] dS, \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} 4\pi p'_L(\mathbf{x}, t) = & \frac{1}{c} \int_S \left[\frac{L_r}{r(1 - M_r)^2} \right] dS \\ & + \int_S \left[\frac{L_{\dot{r}} - L_M}{r^2(1 - M_r)^2} \right] \\ & + \frac{1}{c} \int_S \left[\frac{L_r (rM_r + c(M_r - M^2))}{r^2(1 - M_r)^3} \right] dS, \quad (3.6) \end{aligned}$$

con

$$U_i = v_i + \frac{\rho}{\rho_0} (u_i - v_i), \quad (3.7)$$

$$L_i = P_{ij} \hat{n}_j + i (u_n - v_n). \quad (3.8)$$

Nel caso di superficie impermeabile, i tre termini hanno un significato fisico: $p'_T(\mathbf{x}, t)$ il *thickness noise*, $p'_L(\mathbf{x}, t)$ il *loading noise* e $p'_Q(\mathbf{x}, t)$ il termine di rumore legato alla sorgente quadrupolare. Nel caso di superficie permeabile, i termini perdono il loro significato fisico, ma l'ultimo termine denota ancora i quadrupoli al di fuori della superficie di controllo [18]. Il termine $p'_Q(\mathbf{x}, t)$ raggruppa i termini delle formulazione FWH legati all'integrale di volume che, come indicato dalla guida Ansys Flunet [7], diventano piccoli quando il flusso è subsonico e la superficie racchiude tutti i termini di sorgente. Pertanto Ansys Fluent trascura questo termine nel calcolo dell'integrale.

Una trattazione dettagliata con ulteriori formulazioni è quella fornita da Di Francescantonio [4] e da Brentner *et al.*[16].

3.3 Superficie FWH

La scelta della superficie FWH, in termini di geometria e dimensioni, risulta determinante nella correttezza finale della previsione. Infatti, l'utilizzo di un'integrazione FWH senza integrazione volumetrica è esatto solo quando tutte le sorgenti di rumore sono comprese all'interno della superficie. Un esempio di superfici FWH è riportato in figura 3.1.

Se si considera il caso specifico di un getto, le geometrie preferite sono generalmente, a meno di casi particolari, cilindriche o tronco-coniche. Queste possono essere modulate radialmente variando i diametri iniziali e finali e sono aperte nella sezione di ingresso del getto, poiché l'apertura sembrerebbe non comportare alcuna conseguenza sul suono calcolato. Più delicata, invece, è la gestione a valle della superficie in quanto si generano rumori detti *spuri* o *pseudo-suoni*. Esistono tre principali opzioni per trattare questo problema. Se si considera il disco di chiusura nella superficie FWH, questa si dice "chiusa", se non si considera si dice "aperta". Il terzo caso è la tecnica proposta da Shur *et al* [28], ossia di mediare le informazioni su più dischi di chiusura posti ad una distanza Δ tra loro. Questa tecnica sembrerebbe migliorare la soluzione ottenuta da superficie chiusa nella zona a monte del getto [19].

3.3.1 Influenza della posizione

La posizione della superficie, in termini di forma ed estensione radiale, risulta molto importante nei casi in cui si utilizzi una griglia che va ad allungarsi in

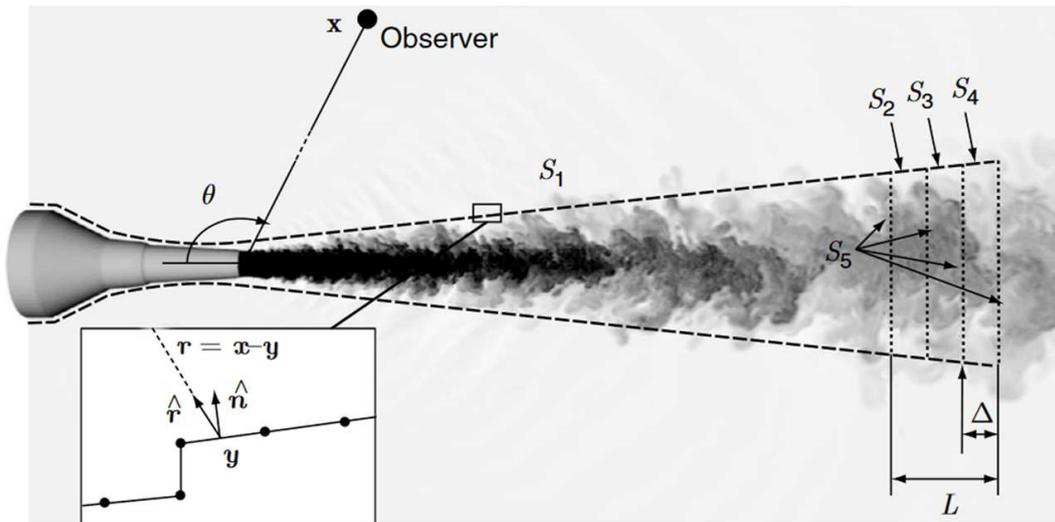


Figura 3.1: Esempio di diverse superfici FWH [19]

direzione radiale. Quando si utilizzano queste tipologie di griglie, la superficie dovrebbe essere posizionata il più vicino possibile al getto ma di fatto non esiste una regola univoca sulla sua collocazione.

Si considera ora un'ipotetica posizione ottimale della superficie. L'uso di una superficie lontana da questa posizione farà diminuire il suono alle alte frequenze, la frequenza di *cut-off* associata alla griglia sarà più bassa lontano dal getto, a causa dell'allungamento della griglia. L'uso di una superficie radialmente troppo stretta produrrà due tipi di effetti spuri:

- La superficie è troppo stretta lontano dall'uscita dell'ugello. Può verificarsi una perdita di informazioni, osservata in particolare alle basse frequenze. Lontane dall'uscita dell'ugello, le sorgenti sonore associate alle basse frequenze hanno una grande estensione radiale;
- La superficie è troppo stretta vicino all'uscita dell'ugello e attraversa la zona delle sorgenti intense. Nei risultati riportati da Mendez *et al* [21], questo effetto spurio è stato osservato per angoli a valle molto bassi e per un'ampia gamma di frequenze. Le soluzioni ad altri angoli vengono contaminate quando la superficie attraversa il getto in modo ancora più "aggressivo".

Determinante per la posizione della superficie è la dimensione della griglia all'interno di essa. La griglia deve essere in grado di risolvere i termini di sorgente. Per fare ciò, si considerano i punti per lunghezza d'onda (PPW).

Kang *et al.* [14] suggeriscono un valore di PPW pari a 21. Data una frequenza di cut-off è possibile determinare la dimensione massima di griglia Δ come:

$$\Delta = \frac{\lambda_c}{PPW} = \frac{1}{PPW} \frac{c_a}{f_c}, \quad (3.9)$$

dove c_a è la velocità del suono nell'ambiente, λ_c la lunghezza di cut-off e f_c la relativa frequenza associata. Se la griglia all'interno della superficie FWH rimane uniforme vengono meno i problemi di dissipazioni delle onde sonore dovute ad una griglia allungata, pertanto la posizione della superficie diventa poco rilevante.

3.3.2 Influenza della formulazione

L'equazione FW-H può essere considerata in due formulazioni: una basata sulla densità (formulazione originale) ed una basata sulla pressione. Spalart e Shur [29], quando si trascura il termine quadrupolare, evidenziano che la formulazione in pressione è più precisa rispetto a quella basata sulla densità poiché, tale termine, risulta più compatto nella formulazione in pressione e quindi, trascurandolo, l'errore risulta minore. Hanno evidenziato inoltre come la forma in densità sia poco adatta alle situazioni con fluttuazioni rilevanti di entropia che attraversano la superficie FWH, arrivando alla soluzione che la formulazione in pressione potrebbe portare ad un incremento della qualità della soluzione nei casi di getto "caldo".

Si evidenzia inoltre come, sempre nel caso di getto "caldo", le due formulazioni risultano quasi equivalenti se si utilizza una superficie FW-H aperta. Nel caso di getto "freddo" proprio per le ridotte fluttuazioni entropiche, le due formulazioni risultano più o meno equivalenti indistintamente dalla tipologia di superficie adottata. Mendez *et al.* concludono che la formulazione in pressione risulta migliore di quella originale basata sulla densità [19].

3.3.3 Influenza della chiusura

Mendez *et al.* [19] hanno studiato l'influenza dell'utilizzo di superfici "aperte" o "chiuse".

Hanno notato che l'influenza della chiusura risulta dominante alle basse frequenze, dovuto principalmente alla risoluzione della griglia nel disco di chiusura. D'altra parte, con le superfici chiuse, il pseudo-suono è assente a causa della corretta cancellazione dei "segnali" dalla superficie e dal disco di chiu-

sura. L'utilizzo del metodo che media su più dischi migliora la previsione. Questa influenza risulta minore più si sposta il ricevitore a valle del getto (angoli maggiori).

Come riportato da Shur *et al.* [28], le superfici aperte, invece, presentano uno scarso comportamento degli spettri nelle simulazioni sia per superfici strette che larghe. Tuttavia, la carenza per questi due tipi di superfici è causata da motivi diversi. Per le superfici strette e aperte, la posizione della superficie nel campo non lineare della regione turbolenta porta ad avere vortici relativamente lenti in prossimità dell'estremità a valle della superficie FWH. Dalla convezione di questi vortici si genera un pseudo-suono che porta all'imprecisione del modello. Conseguenza di ciò, le simulazioni con superfici aperte mostrano una forte crescita non fisica degli spettri alle basse frequenze, tuttavia l'errore rimane costante ad ogni angolo in cui si pone il ricevitore [19].

Per le superfici aperte larghe posizionate nella regione debolmente non lineare (ma ancora evidente), la carenza dello spettro è meno significativa, rimane la necessità di mantenere la griglia uniforme nella zona interna alla superficie FWH (anche al di fuori della zona turbolenta) per evitare le dissipazioni dovute alla griglia.

Come trattato in precedenza, la scelta di una superficie aperta permette di utilizzare la formulazione in densità o quella in pressione indistintamente. Nel caso di superfici chiuse, risulta importate l'utilizzo di una formulazione in pressione [19].

Riassumendo, il problema nell'utilizzo di una soluzione o dell'altra sta nel fatto che, quando si utilizzano superfici chiuse, il rumore spurio è generato dal passaggio di vortici turbolenti attraverso l'estremità a valle, che è compensato dal termine di volume nell'equazione integrale FWH. Pertanto, l'utilizzo di superfici aperte all'estremità a valle ridurrebbe l'errore relativo all'omissione di questo termine di volume (si veda sezione 3.2). Tuttavia, nelle superfici aperte i dati non vengono registrati sulla porzione di chiusura della superficie e, cosa più importante, il troncamento della superficie genera rumore spurio artificiale che, come sopra citato è presente ad ogni angolo di ricezione.

3.4 Best Practice per Solutore FWH Permeabile

Si riportano di seguito le *Best Practice*, individuate da Mendez *et al.* [19], per l'utilizzo di un solutore FW-H con superficie permeabile.

1. Per ottenere risultati acustici convergenti per una data frequenza f , il campionamento utilizzato per i calcoli FWH deve essere almeno $10 f^{-1}$.
2. Per la validazione sperimentale, i risultati acustici calcolati numericamente devono essere generati esattamente come nell'esperimento di riferimento. Anche se perfettamente accurate nel prevedere il vero rumore del *far-field*, le ipotesi utilizzate possono portare a discrepanze, poiché i dati sperimentali non sono sempre misurati nel vero *far-field*. Inoltre, le ipotesi di *far-field* possono anche influenzare i risultati alle basse frequenze. Alla fine, si consiglia di conservare le equazioni FWH complete, poiché il tempo di calcolo risparmiato omettendo il termine F2 è piccolo rispetto al tempo di calcolo totale.
3. Le formulazioni basate sulla pressione hanno prestazioni migliori rispetto alla formulazione originale basata sulla densità per le previsioni FWH in cui si omette l'integrale del volume.
4. Insieme all'equazione FWH basata sulla pressione, le superfici chiuse danno risultati migliori delle superfici aperte, in particolare per gli osservatori a valle. Tuttavia, il rumore spurio è ancora visibile per gli osservatori a monte. L'uso della media sul disco di deflusso riduce significativamente questo rumore spurio e dovrebbe essere usato regolarmente. La combinazione della formulazione basata sulla pressione e della media sul disco di deflusso fornisce i migliori risultati, poiché riduce al minimo l'errore associato alle superfici chiuse, evitando gli errori di omissione e troncamento relativi alle superfici aperte.
5. La questione della posizione della superficie FWH è cruciale: in primo luogo, deve essere sufficientemente lunga e sufficientemente lontana dall'asse del getto, per racchiudere il più possibile le sorgenti di rumore. In direzione assiale, quando i getti escono in un mezzo fermo, $25D_j$ è una buona stima della lunghezza della superficie a valle dell'uscita dell'ugello. In termini di estensione radiale, la superficie può essere lontana dal getto senza alcuna perdita di precisione solo se la dimensione della griglia è omogenea. In pratica, tuttavia, le griglie vengono progressivamente allungate in direzione radiale e assiale per mantenere gestibile il costo computazionale. La superficie FWH dovrebbe quindi essere il più vicino possibile al getto, in modo che la risoluzione della griglia rimanga sufficiente per propagare accuratamente le onde acustiche ad alta frequenza. Questi due vincoli contrastanti rendono i risultati FWH molto

sensibili alla posizione della superficie FWH quando vengono utilizzate griglie allungate: una superficie stretta non riesce a racchiudere le sorgenti di rumore, mentre una lasca induce la perdita di informazioni per le onde ad alta frequenza. Per risolvere questo dilemma, si è scoperto che una buona soluzione risiede nella griglia stessa [21, 20]. La griglia radiale che si estende tra il bordo del getto e la superficie FWH dovrebbe essere mantenuta il più moderata possibile, in modo che i risultati siano meno sensibili alla posizione esatta della superficie. Questo ovviamente aumenta il costo computazionale, ma si è ritenuto legittimo poter decidere a priori dove posizionare la superficie senza rovinare i risultati di rumore.

Capitolo 4

Set up Analisi Numerica

L'analisi numerica è composta da diverse simulazioni con l'obiettivo di valutare la presenza o meno di un'influenza dello strato limite sull'emissione sonora. Tali simulazioni si dividono in due aree: analisi senza l'ugello e analisi con l'ugello. Nel primo caso si è simulato solo il *free-space* senza simulare l'ugello, andando quindi ad impostare come condizione al contorno la velocità di uscita dall'ugello. Nel secondo caso si è simulato anche l'ugello, andando ad analizzare quindi anche il flusso interno. In quest'ultimo caso si sono valutate due situazioni che variano lo strato limite all'uscita dell'ugello. In questo capitolo è riportato il set up delle diverse simulazioni.

4.1 Caso studio sperimentale

Il caso studio sperimentale di riferimento è quello presentato da Karon ed Ahuja [15]. Tale studio ha l'obiettivo di studiare l'influenza dello strato limite all'uscita dell'ugello nei confronti del campo acustico generato. In tale studio si analizza l'emissione acustica in tre posizioni differenti dello spazio libero, come indicato in figura 4.1, di due famiglie di ugelli, quelli conici e quelli ASME.

4.2 Geometria

L'analisi svolta è di tipo 2D assial-simmetrico. Le dimensioni interne dell'ugello di riferimento sono riportate in Karon ed Ahuja [15]. Le dimensioni esterne sono state ricreate in proporzione alle dimensioni dell'ugello SMC000 presenti in Brown e Bridges [2] in quanto non sono riportate informazioni sull'articolo di riferimento [15]. La figura 4.2 rappresenta il modello dell'ugello da diametro

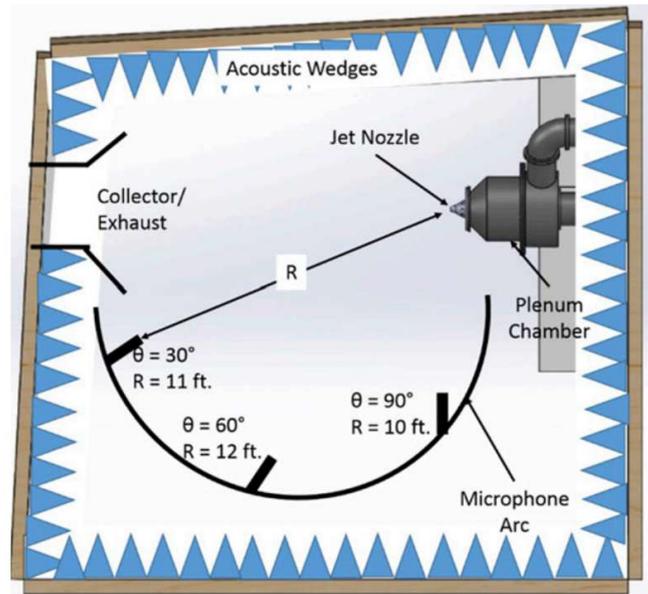


Figura 4.1: Set up sperimentale di Karon [15]

2 in.

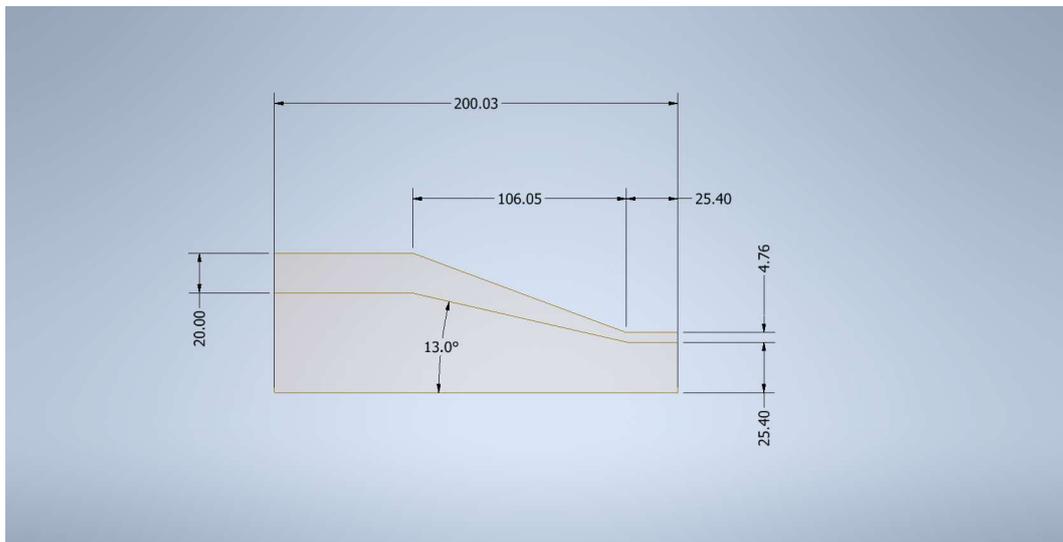


Figura 4.2: Geometria dell'ugello su Autodesk INVENTOR

4.3 Griglia di calcolo

La griglia di calcolo creata è di tipo strutturato, questa è composta da tre domini di calcolo, il dominio all'interno della superficie FWH, il dominio all'interno dell'ugello e il dominio esterno al dominio FWH ossia la rimanente porzione di

free-space. L'intero dominio ha un'estensione complessiva di $100D_j \times 100D_j$, con D_j il diametro dell'ugello. Per l'analisi senza l'ugello, il dominio di calcolo rimane identico escludendo soltanto il dominio dell'ugello.

Il dominio all'interno della superficie FWH è troncoconico con estensione assiale di $26D_j$, un raggio minore di $3D_j$ ed uno maggiore di $4D_j$. La dimensione di griglia all'interno di questo dominio è tale da garantire un campionamento di 20 PPW di una frequenza massima di 20 kHz, pertanto, secondo la (3.9), ha una dimensione di 0.85 mm. Questa risulta omogenea all'interno di tale dominio con l'obiettivo di ridurre al minimo gli errori dovuti alla perdita di informazioni acustiche, tipico delle griglie allungate, e di rendere minima l'influenza della posizione della superficie FWH sulle soluzioni. Esternamente al dominio FWH, nel *free-space*, la griglia è diradata generando una *buffer zone* con l'obiettivo di proteggere la simulazione del getto da onde acustiche artificiali nate dalla riflessione sulle superfici al contorno del dominio e ridurre il costo computazionale [30].

Griglia interna all'ugello

La griglia all'interno dell'ugello parte da una dimensione di 0.85 mm nella zona dell'asse di simmetria andando a infittirsi nello strato limite formatosi nella parete interna dell'ugello. Utilizzando la velocità all'uscita dell'ugello, fornita da Karon [15], di 137 m/s, supponendo le condizioni atmosferiche e ricercando un $y^+ = 1$, è possibile calcolare la dimensione del primo layer della griglia come:

$$y = \frac{y^+ \cdot \mu}{\rho U_\tau} = 0.002 \text{ mm} \quad (4.1)$$

con

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}};$$

$$\tau_{wall} = 0.5 \cdot Cf \cdot \rho \cdot u^2;$$

$$Cf = 0.058 \cdot Re^{-0.2}.$$

La griglia finale presenta 477539 nodi di cui 358261 all'interno del dominio FWH. Tale mesh presenta

Caratteristica	Valore
<i>Minimum Orthogonal Quality</i>	$6.62755 \cdot 10^{-2}$
<i>Maximum Aspect Ratio</i>	$3.81898 \cdot 10^3$

Tabella 4.1: Report Quality della mesh in FLUENT

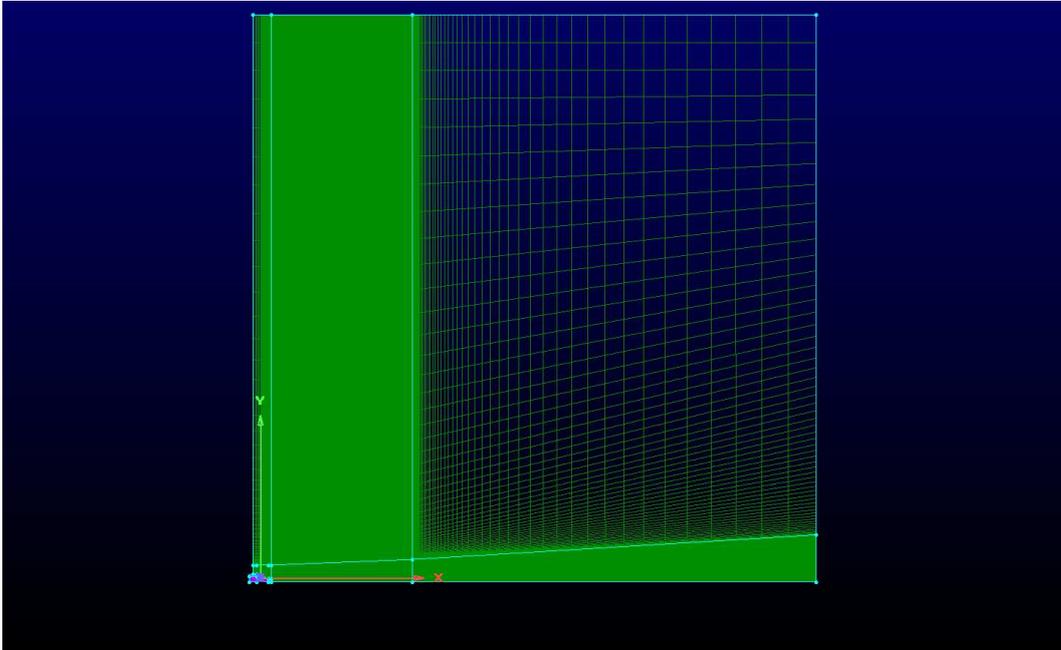


Figura 4.3: Griglia di calcolo del dominio di calcolo

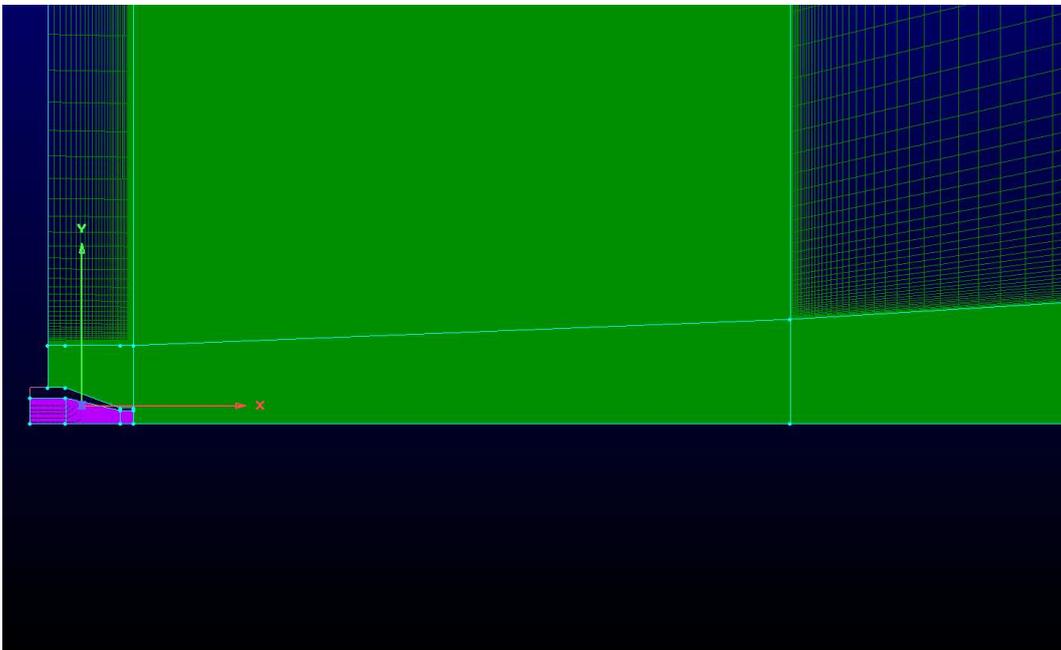


Figura 4.4: Griglia di calcolo del dominio FWH

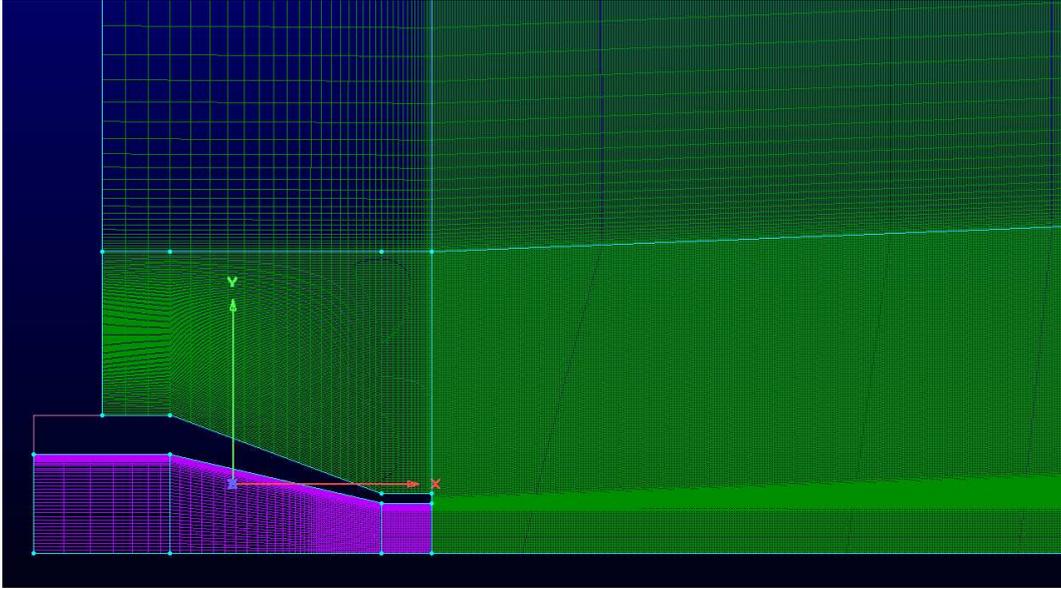


Figura 4.5: Griglia di calcolo nella zona dell'ugello

4.4 Condizioni al contorno

Le condizioni al contorno estraibili da Karon *et al* [15] sono le seguenti:

- Il numero di Mach all'uscita dell'ugello
- La velocità all'uscita dell'ugello
- La camera di prova è in condizioni atmosferiche

Utilizzando le relazioni della gas dinamica relative al flusso isoentropico in un ugello si ricavano la pressione totale e la temperatura totale all'interno dell'ugello, ottenendo le seguenti condizioni operative.

Ma	U_j	p_0	T_0	\dot{m}
0.4	137 m/s	113110 Pa	304.63 K	0.3338 kg/s

La condizione al contorno applicata alle superfici del *free-space* è quella di *Pressure far-field* nella quale si è stimata una pressione atmosferica di 101325 Pa ed una temperatura di 293.15 K. Nel caso senza l'ugello la condizione applicata all'interfaccia nella sezione d'uscita dell'ugello è quella di *Velocity Inlet*. Invece, nel caso con l'ugello, la condizione è posta alla sezione d'ingresso dell'ugello ed è di *Pressure Inlet* in cui vengono applicate le condizioni operative di pressione totale e temperatura totale.

Per il caso senza ugello si prenda in riferimento la tabella 4.2. Per la simulazione con l'ugello le figure 4.6 e 4.7 sono una rappresentazione delle condizioni al contorno, con un dettaglio maggiore nelle tabella 4.3.

Condizioni al contorno su FLUENT	Dettagli
Pressure far field	Pressure 101325 Pa Temperature 293.15 Pa Mach Number 0.01 Turbolent Intensity 0.5% Viscosity Ratio 10
Velocity Inlet	Velocity 137 m/s Total Temperature 304.63 K Turbolent Intensity 1% Viscosity Ratio 10
Wall	No slip

Tabella 4.2: Condizioni al contorno applicate al dominio su FLUENT nel caso senza ugello

Condizioni al contorno su FLUENT	Dettagli
Pressure far field	Pressure 101325 Pa Temperature 293.15 Pa Mach Number 0.01 Turbolent Intensity 0.5% Viscosity Ratio 10
Pressure inlet	Total Pressure 113110 Pa Total Temperature 304.63 K Turbolent Intensity 1% Viscosity Ratio 10
Wall	No slip

Tabella 4.3: Condizioni al contorno applicate al dominio su FLUENT nel caso con l'ugello

Proprietà del fluido

Il fluido di riferimento è aria alle condizioni atmosferiche con le caratteristiche presenti in tabella 4.4.

Density	Ideal gas
Cp (Specific Heat)	1006.43 J/(kg K)
Thermal Conductivity	0.0242 W/(m K)
Viscosity	Sutherland law
Molecular Weight	28.966 kg/kmol

Tabella 4.4: Proprietà dell'aria impostate su FLUENT

Dominio interno

Essendo il dominio di calcolo formato da due regioni nel caso senza ugello e tre regioni nel caso con tale, queste vengono divise da dei connettori di collegamento. Tali connettori, compreso quello della superficie FWH dove avverrà il campionamento, ha la condizione *INTERIOR* di Ansys FLUENT. Per il dominio interno all'ugello è stata eseguita una simulazione applicando la condizione di *Laminar Zone* ed una senza tale condizione. Maggiori dettagli nella sezione 5.2.

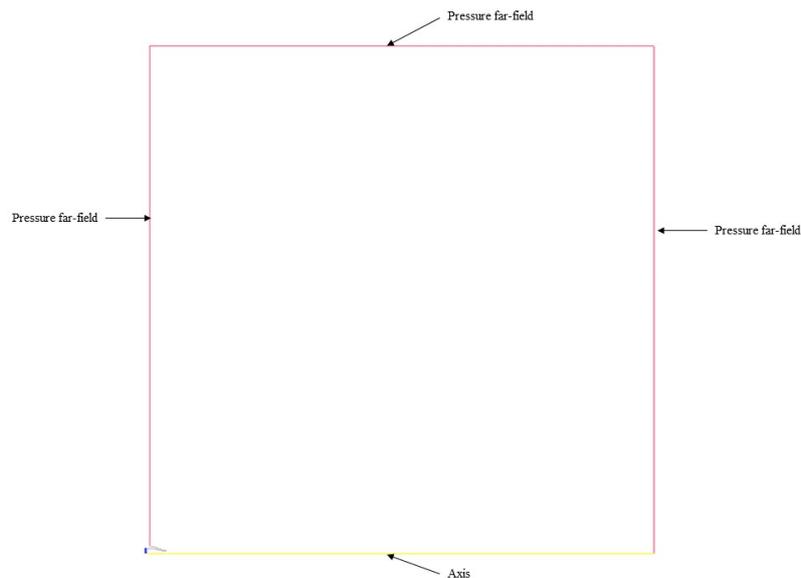


Figura 4.6: Condizioni al contorno applicate al dominio fluido in FLUENT

4.5 Strategia di analisi

Per l'analisi si è scelto il solutore *Density-based* con modello di turbolenza RANS $k - \omega$ SST e si articola nei seguenti passaggi:

- Inizializzazione ibrida (*Hybrid*);

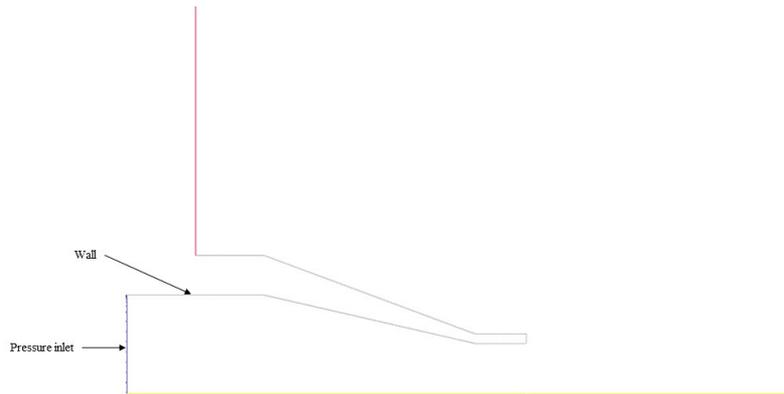


Figura 4.7: Particolare dell'ugello con le condizioni al contorno applicate

- Analisi *steady* con solutore Implicito al secondo ordine del campo di moto variando il Courant Number (1, 2, 5, 10, 20, 50 e 100).
- Analisi *Unsteady* con solutore Implicito al secondo ordine. Time step pari a $2 \cdot 10^{-5}$ s con 20 iterazioni per time step.
- Analisi *Unsteady* con solutore Implicito al secondo ordine con l'acquisizione acustica mediante il modello FWH di FLUENT. Time step pari a $2 \cdot 10^{-5}$ s con 20 iterazioni per time step.

Scelta del time step e del periodo di campionamento

La scelta del time step è legata all'analisi acustica in quanto è funzione della massima frequenza campionabile e analizzabile con la trasformata di Fourier. Considerando la frequenza di Nyquist pari alla metà della massima frequenza campionabile e considerando una frequenza massima ricercata di 20 kHz, si ottiene:

$$\Delta t = \frac{1}{2 \cdot 20000} = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ s.}$$

Per una maggiore precisione nell'analisi è stato scelto un time step di $2 \cdot 10^{-5}$ s. La scelta del tempo totale, e quindi del numero di iterazioni, dipende dalla fase dell'analisi. Nella analisi *steady* occorre portare i risultati a convergenza. Nella analisi *unsteady* senza l'acquisizione acustica occorre che il flusso si sia sviluppato. Nella analisi acustica il tempo totale dipende dalla minima frequenza post-processabile. Adottando un numero di time step pari a 4000 si ottiene:

$$f_{min} = \frac{1}{\Delta t \cdot 4000} = 12.5 \text{ Hz.}$$

Tale frequenza permette di catturare tutto lo spettro udibile pertanto si è confermata la scelta dei 4000 time step.

4.6 Analisi Acustica

L'analisi acustica richiede un set up dedicato tramite la selezione del modello acustico di riferimento, in questo caso Ffowcs Williams-Hawkings.

Il set up richiede le seguenti impostazioni:

- Scelta del formato di salvataggio dei file acustici. In questo caso si è scelto di salvare i file in formato .asd e di non simulare "on-fly";
- Definire le condizioni ambientali, con eventuali effetti convettivi;
- Definire il *Source Correlation Length*
- Definire la sorgente;
- Definire i ricevitori.

Condizioni ambientali

Le condizioni ambientali scelte sono presenti nella tabella sottostante.

Densità <i>far-field</i>	1.225 kg/m ³
Velocità del suono <i>far-field</i>	340 m/s
Pressione di riferimento	$2 \cdot 10^{-5}$ Pa
Effetti convettivi	No

Source Correlation Length

Essendo il solutore FWH un solutore 3D occorre andare ad impostare il parametro *Source Correlation Length* (SCL) il quale rappresenta la profondità sulla quale gli integrali saranno valutati con gli stessi dati di origine [1]. Non esistono sufficienti informazioni in letteratura per stimare questo parametro nel caso di getti di ugelli in quanto studi dettagliati riguardano i flussi attorno a corpi cilindrici. Si è deciso di valutare valori di SCL pari o inferiori al diametro dell'ugello da Pokorski [25]. A causa delle poche informazioni si è svolto un rapido studio di sensibilità al SCL considerando valori pari a $1D$, $0.5D$ e $0.25D$.

Definizione della sorgente

La sorgente scelta è appunto la superficie FWH andando a settare come dominio sorgente quello all'interno della superficie. Si sceglie di campionare ad ogni time step in modo tale da non diminuire il range delle frequenze analizzabile. Si è deciso inoltre di generare file .asd da 500 campionamenti.

Posizionamento Ricevitori

Per il calcolo dell'emissione sonora, occorre andare a posizionare i ricevitori nello spazio libero. Questi vengono posizionati nelle coordinate dei microfoni presenti in Figura 4.1. Le coordinate sono riportate in Tabella 4.5. Tali hanno come punto di riferimento ($x = 0$, $y = 0$) l'intersezione dell'asse di simmetria con la sezione d'uscita dell'ugello.

Ricevitore	R [m]	θ [grad]	x [m]	y [m]
Ricevitore 1	3.3528	30	2.9035	1.674
Ricevitore 2	3,6576	60	1.8288	3.1675
Ricevitore 3	3,048	90	0	3.048

Tabella 4.5: Coordinate dei ricevitori per l'analisi acustica

Capitolo 5

Risultati

5.1 Analisi Numerica

Per la gestione ed il controllo dell'analisi sono stati monitorati i seguenti quattro parametri durante tutte le fasi d'analisi:

- *Mass flow* valutata nella sezione d'ingresso dell'ugello;
- *Forza* generata dal fluido sulla superficie interna dell'ugello;
- *Vertex Average Pressure* valutata in un punto A all'interno del dominio FWH. Le coordinate del punto sono riportate nella tabella seguente, si veda inoltre la Figura 5.1;
- *Vertex Average Velocity* valutata in un punto B all'interno del getto. Le coordinate del punto sono riportate nella tabella seguente, si veda inoltre la Figura 5.1.

Punto	x [m]	y [m]
Punto A	0.0127	0.0127
Punto B	0.1016	0.1016

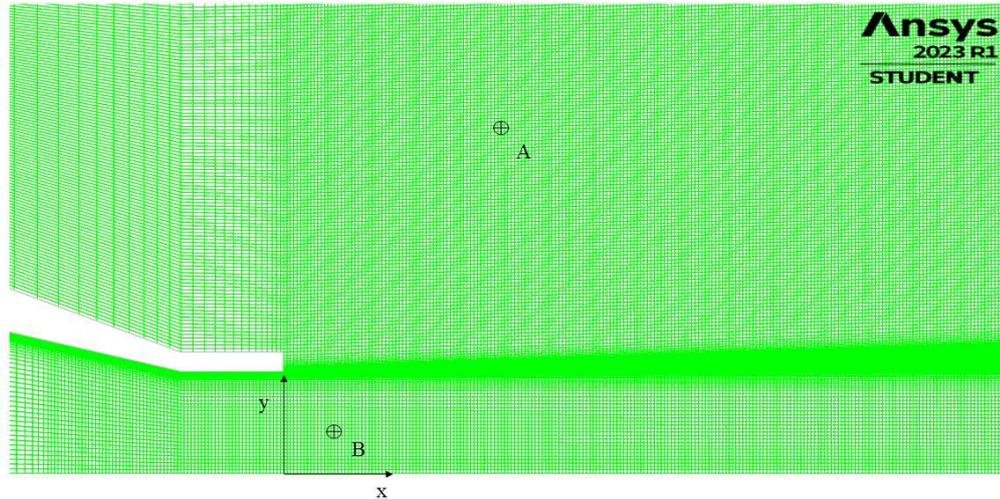


Figura 5.1: Punti di controllo A e B rispettivamente dei parametri di pressione e velocità

5.1.1 Analisi senza ugello

La simulazione *steady* senza ugello ha impiegato 800 iterazioni per arrivare a convergenza, nella figure 5.2 è rappresentato il grafico dei residui a verificare che la soluzione è andata a convergenza.

L'analisi *unsteady* si è protratta per un totale di 3000 time steps pari ad un tempo fisico di 0.06 s. Tale parte di analisi ha l'obbiettivo di rendere il flusso pienamente sviluppato. Stanko [30] indica un tempo fisico pari a 6 volte il tempo caratteristico L/U_j in cui L è la lunghezza caratteristica del dominio. Se si considera come lunghezza caratteristica l'estensione longitudinale della superficie FWH si ha un tempo $6 \cdot L/U_j = 0.057$ s che risulta pertanto coperto dal tempo scelto. In figura 5.3 si trova il diagramma della *Mass Flow*, invece, in Appendice A si trovano i grafici delle le variabili di controllo puntuali.

L'analisi acustica si è protratta per 4000 time step, come sopra indicato, per un tempo fisico di 0.08 s. Il tempo fisico totale di analisi *unsteady* risulta così pari a 0.14 s.

5.1.2 Analisi con ugello

Si è svolta come prima cosa un'analisi preliminare *steady* su una griglia più *coarse* rispetto a quella di riferimento (45724 nodi) per verificare che la superficie FWH racchiuda il getto e che i parametri calcolati nella sezione 4.4 siano verificati.

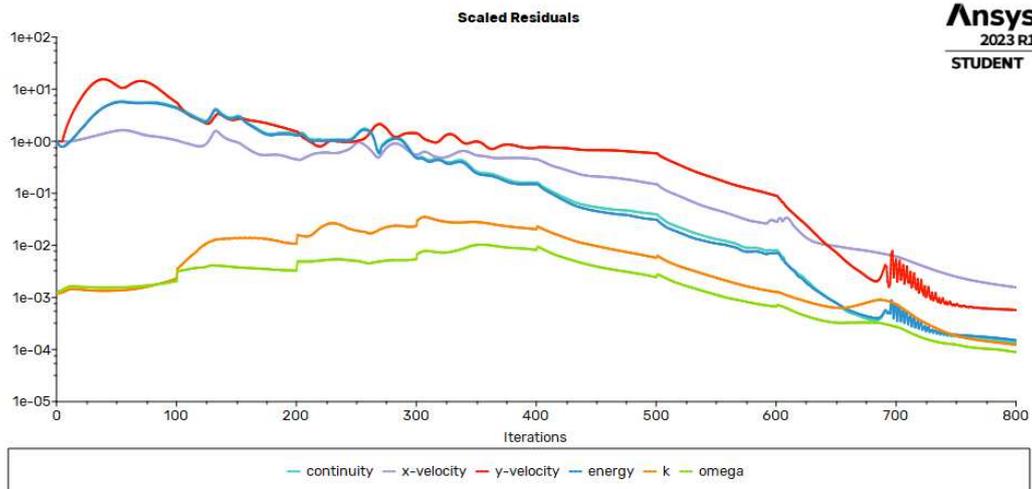


Figura 5.2: Residui analisi *steady* senza l'ugello

Successivamente si è passato a svolgere l'analisi sulla griglia di calcolo di riferimento. L'analisi numerica *steady* ha necessitato di 1400 iterazione per arrivare a convergenza. In figura 5.4 è riportato il grafico dei residui ed in Figura 5.5 i grafico della *Mass Flow* che dimostrano la convergenza dei risultati.

Successivamente è stata svolta l'analisi *unsteady* per un totale di 3000 time step corrispondenti ad un tempo fisico di 0.06 s. Per questa scelta sono stati svolti gli stessi ragionamenti presenti nella sezione 5.1.1. In Figura 5.6 è riportato il diagramma della *Mass Flow* che verifica il pieno sviluppo del getto. Ulteriori grafici delle variabili di controllo sono presenti in Appendice A, nella sezione A.1.

L'analisi acustica si è svolta come indicato nella sezione 5.1.1.

5.2 Risultati Fluidodinamici

5.2.1 Risultati senza ugello

Come prima cosa si sono analizzati i risultati dell'analisi *steady*. In tabella 5.1 vengono riportati i valori della *Mass Flow* e del numero di Mach medio del getto (*Area-Weighted Average*), da essi si può vedere come il campo di moto dia simile a quello previsto teoricamente. Inoltre come mostrato in figura RRR la superficie FWH racchiude interamente il getto. Pertanto i parametri scelti per la dimensione del dominio FWH sono accettabili.

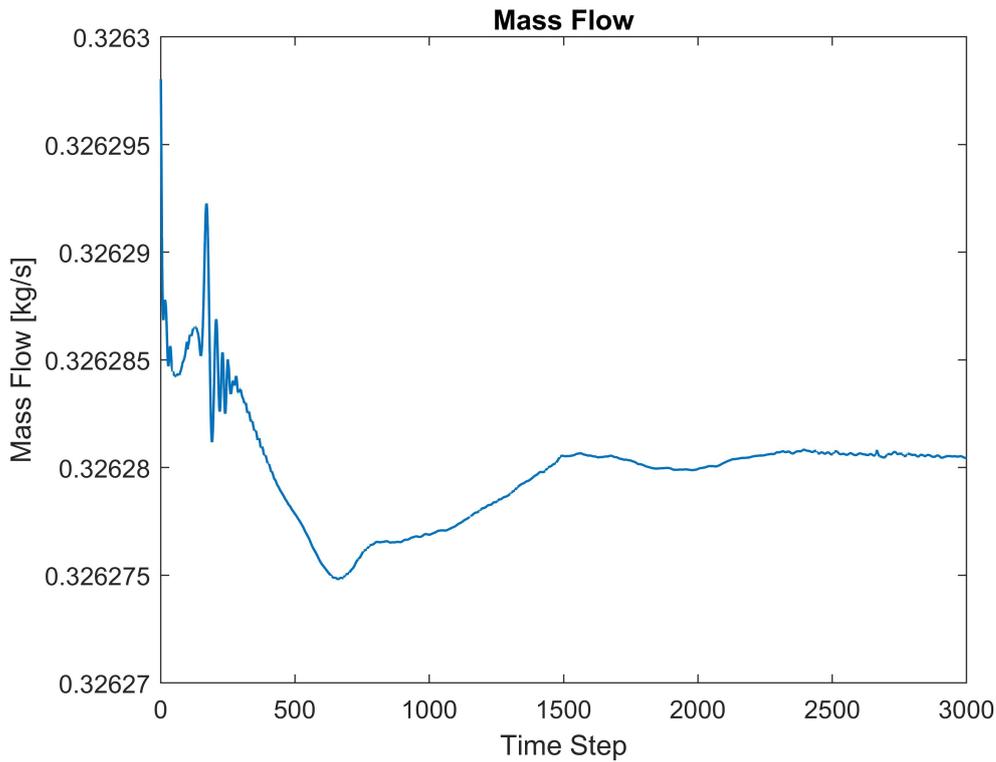


Figura 5.3: Grafico della *Mass Flow* della simulazione *unsteady* senza l'ugello

Parametri	FLUENT	Dati Teorici	Errore
Numero di Mach	0.3935	0.4	1.6%
Portata di massa [kg/s]	0.3263	0.3338	2.2%

Tabella 5.1: Risultati analisi *steady* senza l'ugello

5.2.2 Risultati con ugello

In primo luogo si sono analizzati i risultati fluidodinamici dell'analisi *steady* rispettivi alla griglia di calcolo *coarse*. Dal *contour* della velocità in Figura 5.7, si nota come, anche in questo caso, la superficie FWH racchiude interamente il getto. Inoltre si sono verificate la portata di massa all'ingresso dell'ugello ed il numero di Mach medio (*Area-Weighted Average*) all'uscita dell'ugello con i seguenti risultati:

Parametri	FLUENT	Dati Teorici	Errore
Numero di Mach	0.3948	0.4	1.3%
Portata di massa [kg/s]	0.3254	0.3332	0.4%

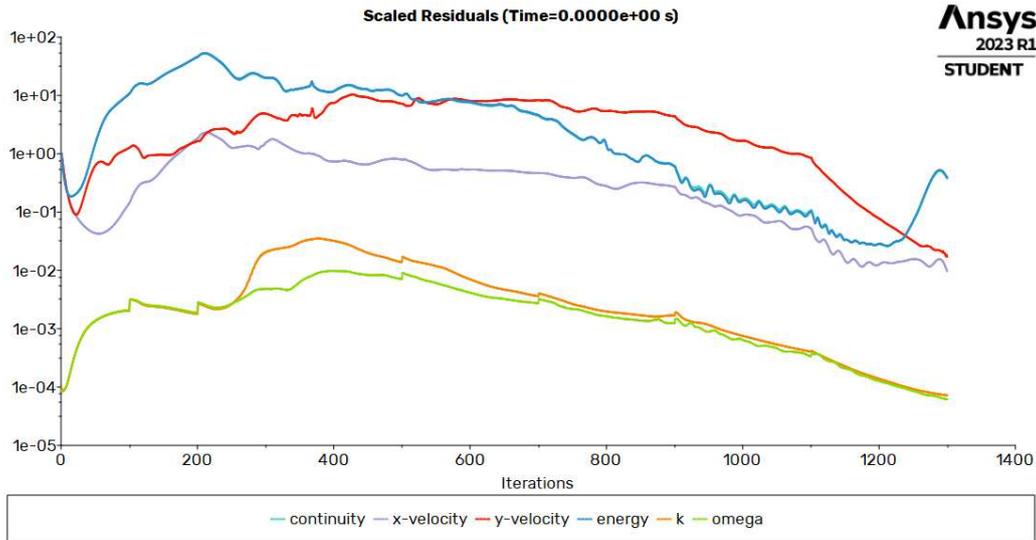


Figura 5.4: Residui analisi *steady* della griglia di riferimento con l'ugello

Successivamente si è valutata l'analisi *steady* della mesh di riferimento. Oltre al numero di Mach all'uscita dell'ugello e alla portata di massa all'ingresso di tale, presenti in Tabella 5.2 e Figura 5.8, si sono analizzati i parametri di strato limite in particolare δ^* , lo spessore di quantità di moto θ^* e il fattore di forma H , definiti come:

$$\delta^* = \int_0^R \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right); \quad (5.1)$$

$$\theta^* = \int_0^R \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right); \quad (5.2)$$

$$H = \frac{\delta^*}{\theta^*}; \quad (5.3)$$

con ρ_e e u_e rispettivamente la densità e la velocità esterna allo strato limite. Considerando la sezione di uscita dell'ugello, dove Karon *et al.* [15] hanno misurato i parametri di strato limite, si sono estrapolati dall'analisi i profili di velocità e di densità per poi calcolare, con l'ausilio di MatLab, i dati di strato limite. I valori ricavati sono in tabella 5.3.

Osservando i valori si nota come il caso con la condizione *Laminar Zone* si discosti maggiormente nei parametri δ^* e θ^* rispetto al caso non laminare ma riesca a generare fattore di forma più vicino a quello valutato da Karon *et al.* [15].

Per ottenere risultati più accurati sarebbe necessario allungare il tratto iniziale dell'ugello prima del restringimento di sezione in modo tale che lo strato limite

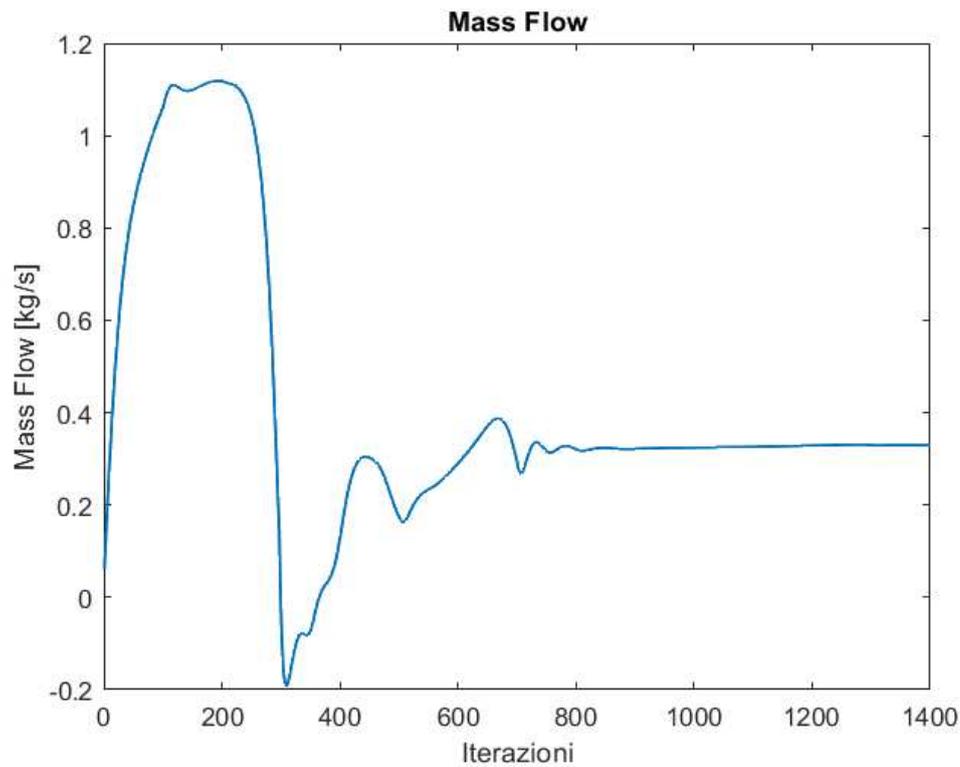


Figura 5.5: Grafico della Mass Flow dopo 1400 iterazioni dell'analisi *steady* con l'ugello

si possa sviluppare. Non è però fornita da Karon *et al.* [15] alcuna informazione riguardante la lunghezza di questo tratto.

In figura 5.9 sono presenti i profili di velocità nello strato limite ottenuti dalle due condizioni.

Parametri	FLUENT	Dati Teorici	Errore
Numero di Mach	0.3948	0.4	1.3%
Portata di massa [kg/s]	0.3298	0.3338	0.4%

Tabella 5.2: Valori estrapolati dall'analisi *steady* della mesh di riferimento con l'ugello

5.3 Risultati Acustici

Pressione Acustica e SPL

I risultati acustici sono stati ottenuti elaborando la pressione acustica calcolata dai tre ricevitori posti nello spazio libero. In Appendice A è possibile

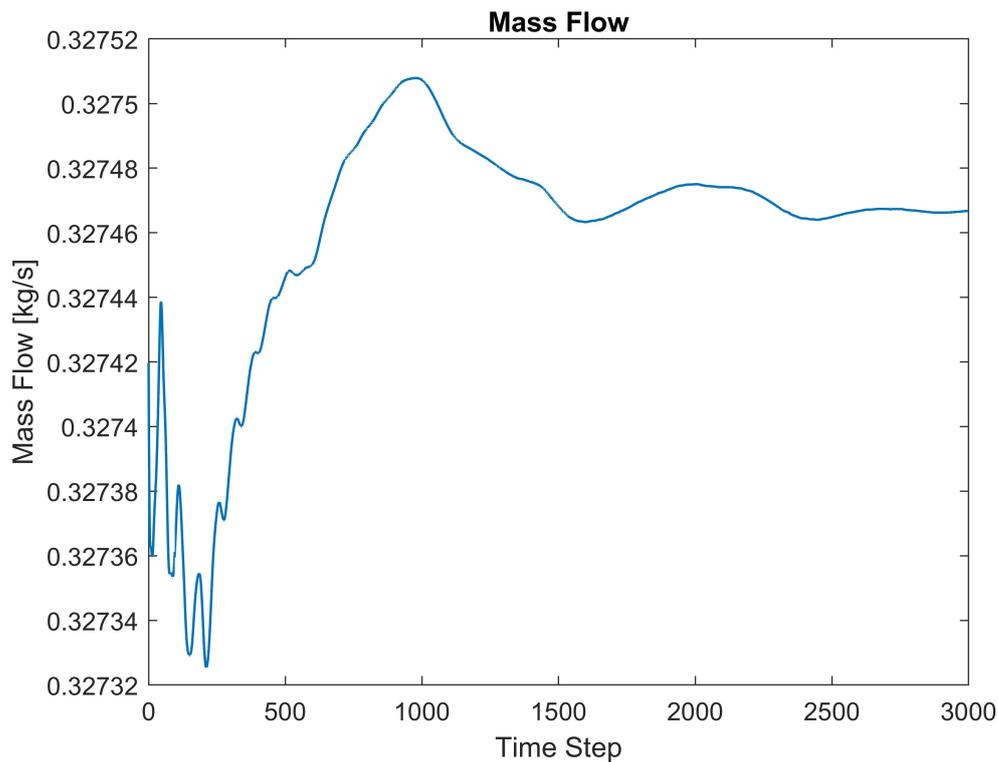


Figura 5.6: Grafico della Mass Flow dopo l'analisi *undteady* con l'ugello

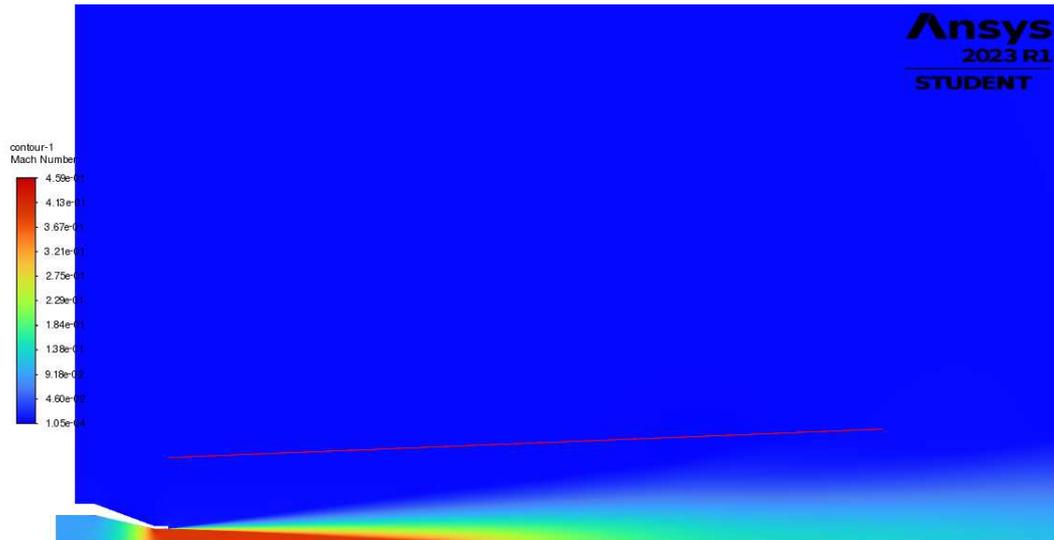
trovare i grafici delle pressioni acustiche ottenute per ogni simulazione, nel dettaglio la sezione A.2.

Successivamente vengono elaborate le pressioni acustiche tramite la trasformata di Fourier FFT (*Fast Fourier Transform*) in modo da ottenere il segnale nel dominio della frequenza e, infine, viene calcolato il *Sound Pressure Level* SPL secondo la relazione (2.25).

La trasformata di Fourier di ogni segnale è stata eseguita attraverso MatLab ottenendo l'ampiezza del segnale e successivamente il parametro SPL per ogni ricevitore. I risultati delle ampiezze sono riportati in figura 5.10, mentre quelli del parametro SPL sono in Figura 5.11, 5.12 e 5.13.

Osservando i grafici delle ampiezze si nota come le ampiezze maggiori si ottengano nel caso laminare rispetto agli altri due casi. Su questi grafici non è possibile fare altre considerazioni in quanto non vengono forniti dati sperimentale a riguardo di questo parametro.

Per quanto il Sound Pressure Level, tutte e tre le analisi sottostimano i dati ottenuti sperimentalmente. Si può notare come il caso Laminare con l'ugello ('nero') sia la casistica che si avvicina maggiormente, rispetto alle altre due

Figura 5.7: Contour del Numero di Mach della simulazione *steady coarse*

Parametri	<i>Laminar zone</i>	No <i>Laminar zone</i>	Karon <i>et al.</i> [15]
ρ_e [kg/m ³]	1.19604	1.19674	Non dato
u_e [m/s]	138.05	137.452	Non dato
δ [in]	0.0266	0.0485	0.084
δ^* [in]	0.0099	0.0107	0.0222
θ^* [in]	0.0056	0.0073	0.0104
H	1.7548	1.4697	2.12
Numero di Reynolds	459680	457970	457780

Tabella 5.3: Valori dei parametri di strato limite

simulate, ai dati sperimentali ('blu') per tutti i ricevitori. Questo è in linea con i risultati fluidodinamici che vedono lo strato limite di questa soluzione avvicinarsi di più al fattore di forma dello strato limite sperimentale. Considerando le basse frequenze, tutte e tre le analisi si avvicinano ai dati sperimentali ma, tranne per il caso laminare, mantengono un errore ancora consistente. Si può notare che per $\theta = 90^\circ$ la capacità previsionale del modello laminare ('nero') è buona ottenendo un errore massimo tra i 10^2 ed i 10^3 Hz di 10 dB, Al diminuire dell'angolo anche il modello laminare si distanzia dalla soluzione sperimentale. Alle alte frequenze l'errore aumenta costante per tutti i modelli rendendoli non affidabili con errori molto rilevanti. Si nota inoltre che il ternd delle soluzioni numeriche alle medie e alte frequenze non corrisponde con quello sperimentale. Nella fattispecie l'andamento numerico è simile a quello di una retta inducendo a pensare che il segnale si dissipi.

A conferma delle considerazioni fatte vengono riportati in tabella 5.4 gli errori

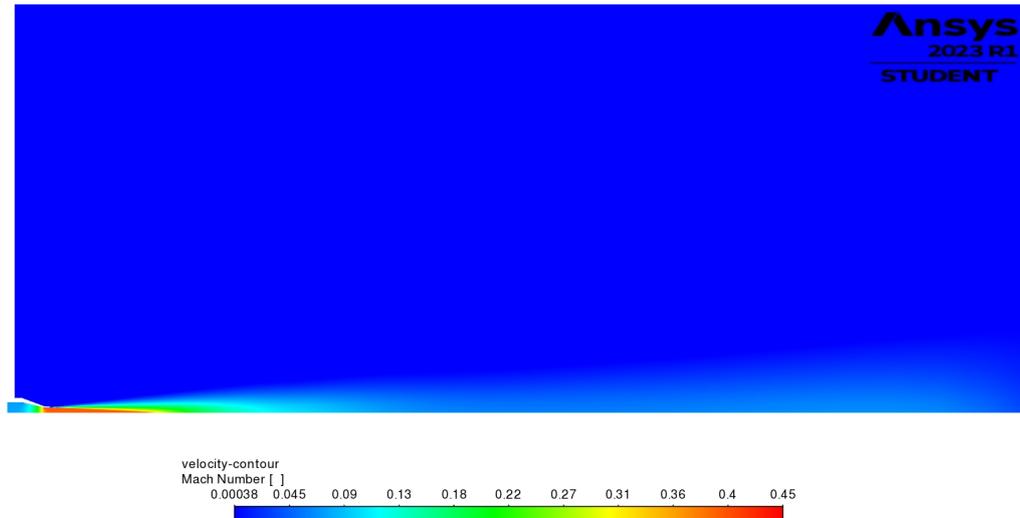


Figura 5.8: Contour del numero di Mach

relativi del parametro SPL rispetto ai dati sperimentali per valore della frequenza di 200, 10^3 e 10^4 Hz.

Il motivo di tutto ciò può essere imputato a molteplici fattori; in primo luogo la griglia di calcolo potrebbe non essere sufficientemente fine all'interno del dominio FWH. Questo potrebbe comportare un'incapacità della griglia di calcolare sorgenti acustiche secondarie legate alle altre anche se il modello URANS di per sé non è in grado di catturare scale di turbolenza. In secondo luogo non si è stati in grado con le informazioni fornite di riprodurre completamente le condizioni fluidodinamiche sperimentali. Questo riscontro si ha appunto osservando i parametri di strato limite nella sezione 5.2.2, in cui si può osservare che non si è stati in grado di riprodurre lo strato limite sperimentale seppur ottenendo valori globali dell'analisi che si discostano di poco da quelli sperimentali (1.3% di errore sul numero di Mach e 0.4% sulla portata di massa). Questo evidenzia come la soluzione acustica numerica sia molto sensibile alle variazioni del campo fluidodinamico, in questo caso lo strato limite differente porta a soluzioni acustiche differenti con uno scarto di circa 10 dB diversamente dal caso sperimentale.

Ultimo parametro acustico ricavato è il OASPL riportato in tabella 5.5, questo termine è del tutto indicativo in quanto non sono forniti i valori sperimentali di riferimento su cui eseguire un confronto.

Influenza del Source Correlation Length

Come riportato nel paragrafo 4.6, è stato svolto un breve studio di sensibilità al parametro SCL nel caso non laminare e nel caso senza ugello. Dalla

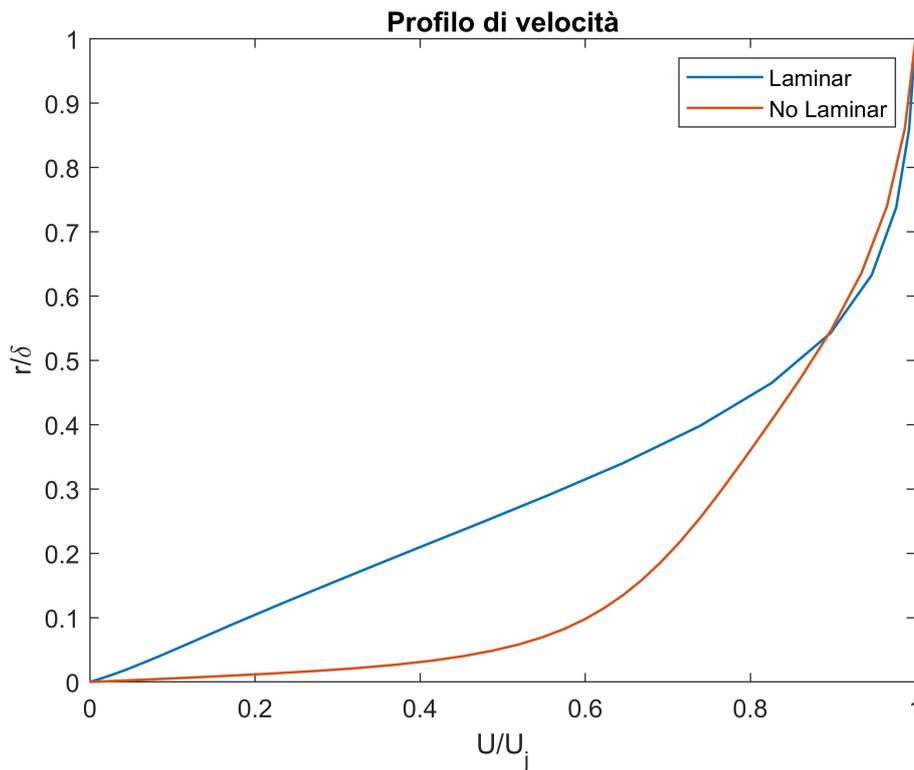


Figura 5.9: Diagramma dei profili di velocità nello strato limite

Figura 5.14, A.16 e A.17 si può notare come globalmente il parametro non influisca sulla soluzione del Ricevitore 1. L'unico effetto registrato è un aumento minimo delle fluttuazioni alle alte frequenze che però non comporta un cambiamento significativo del risultato. Tale comportamento si nota per tutti i ricevitori, i cui grafici sono presenti in Appendice A.

Un comportamento analogo si nota anche per la simulazione senza ugello in cui si è indagato un SCL maggiore del diametro, più precisamente pari $2D$, come si nota nella figure 5.15 riferita al Ricevitore 1. Per i grafici degli altri ricevitori rifarsi all'Appendice A.

Da queste osservazioni si può concludere che non sembrerebbe esserci alcuna influenza di questo parametro; per averne la certezza sarebbe opportuno svolgere un lavoro più specifico e dettagliato.

Ricevitore	Analisi	Frequenza [Hz]	Errore [dB]	Errore %
Ricevitore 1 ($\theta = 30^\circ$)	No ugello	$2 \cdot 10^2$	17	31%
		10^3	34	59%
		10^4	35	87%
	Ugello - No Laminare	$2 \cdot 10^2$	14	25%
		10^3	29	50%
		10^4	32	80%
	Ugello - Laminare	$2 \cdot 10^2$	5	9%
		10^3	21	36%
		10^4	23	57%
Ricevitore 2 ($\theta = 60^\circ$)	No ugello	$2 \cdot 10^2$	14	27%
		10^3	26	49%
		10^4	35	83%
	Ugello - No Laminare	$2 \cdot 10^2$	9	17%
		10^3	24	45%
		10^4	32	76%
	Ugello - Laminare	$2 \cdot 10^2$	2	3%
		10^3	16	30%
		10^4	24	57%
Ricevitore 3 ($\theta = 90^\circ$)	No ugello	$2 \cdot 10^2$	6	12%
		10^3	22	42%
		10^4	35	83%
	Ugello - No Laminare	$2 \cdot 10^2$	2	4%
		10^3	21	40%
		10^4	32	46%
	Ugello - Laminare	$2 \cdot 10^2$	4	8%
		10^3	12	23%
		10^4	24	57%

Tabella 5.4: Errore relativo del parametro SPL al variare della frequenza

Caso	Ricevitore 1	Ricevitore 2	Ricevitore 3
No ugello	57.16	58.90	62.62
Senza ugello - No Laminare	64.45	65.64	67.93
Senza ugello - Laminare	70.63	71.71	74.04

Tabella 5.5: OASPL in dB delle analisi acustiche

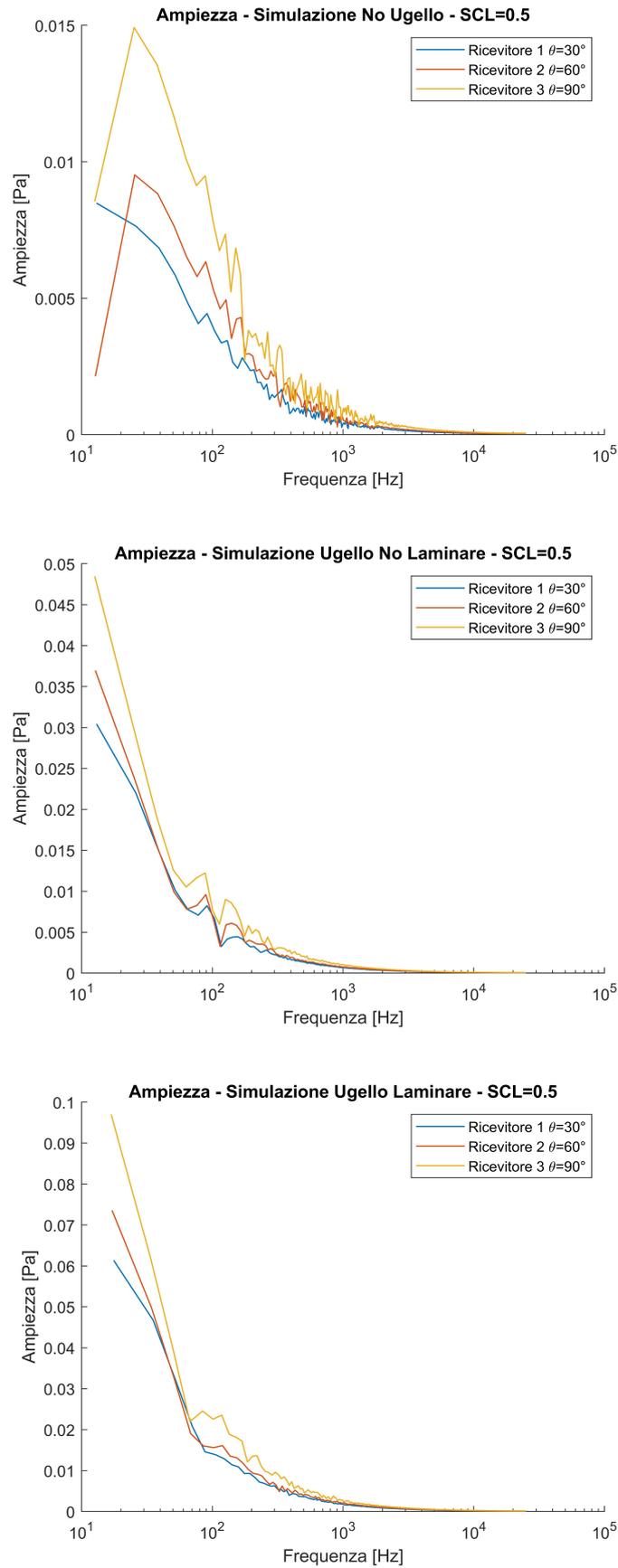


Figura 5.10: Ampiezze acustiche delle tre analisi

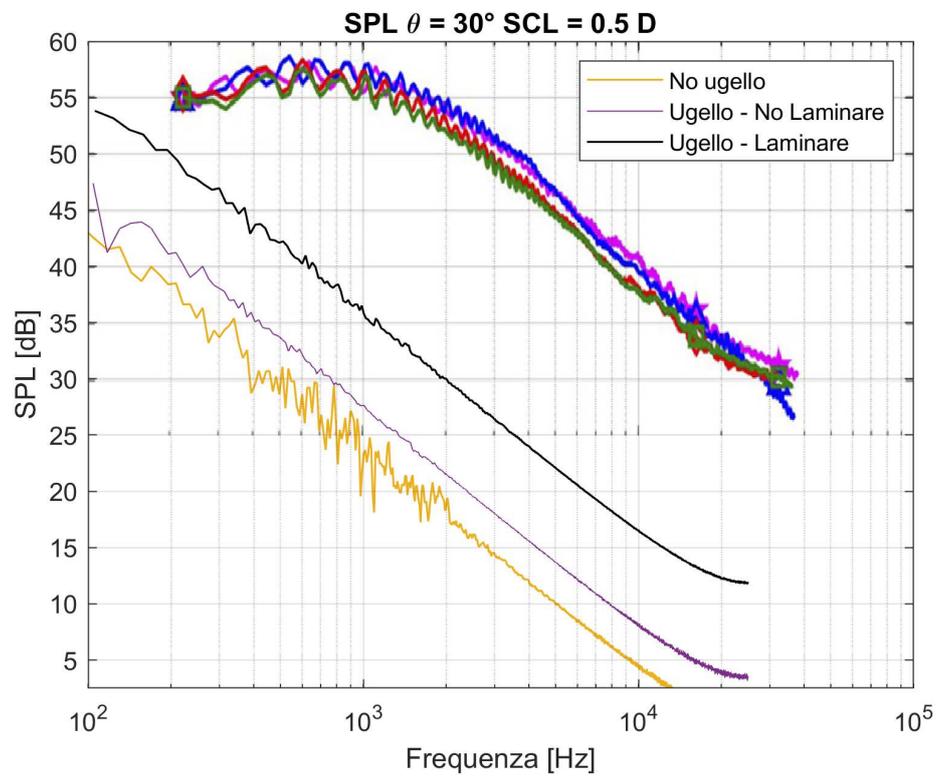


Figura 5.11: Diagramma SPL del Ricevitore 1 ottenuto dalle analisi rispetto ai dati sperimentali in *blu*

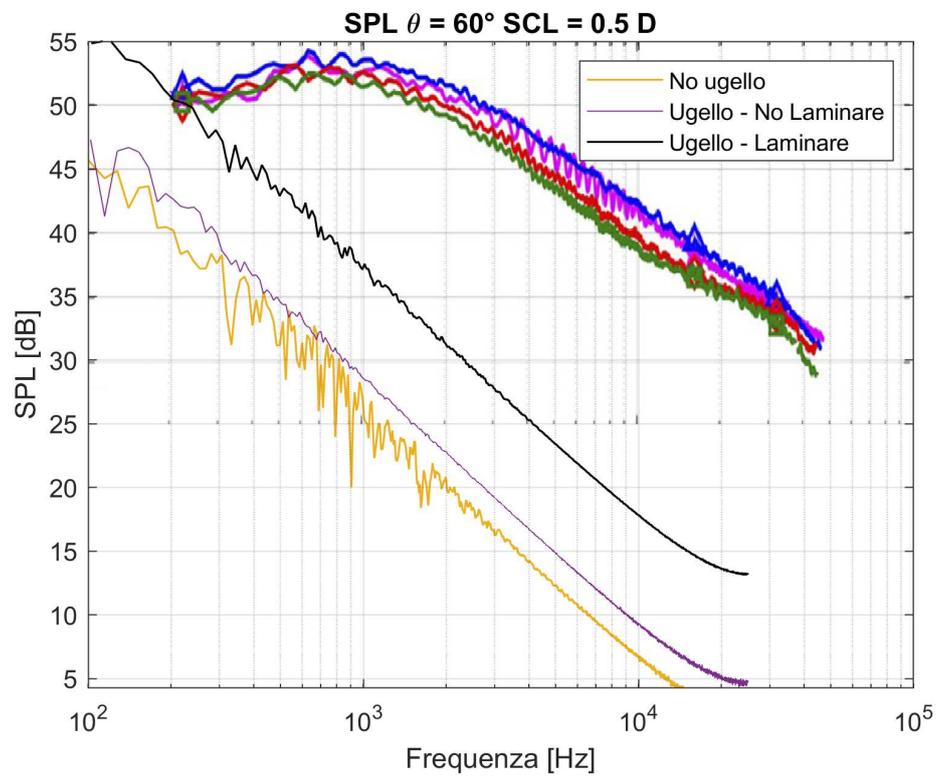


Figura 5.12: Diagramma SPL del Ricevitore 2 ottenuto dalle analisi rispetto ai dati sperimentali in *blu*

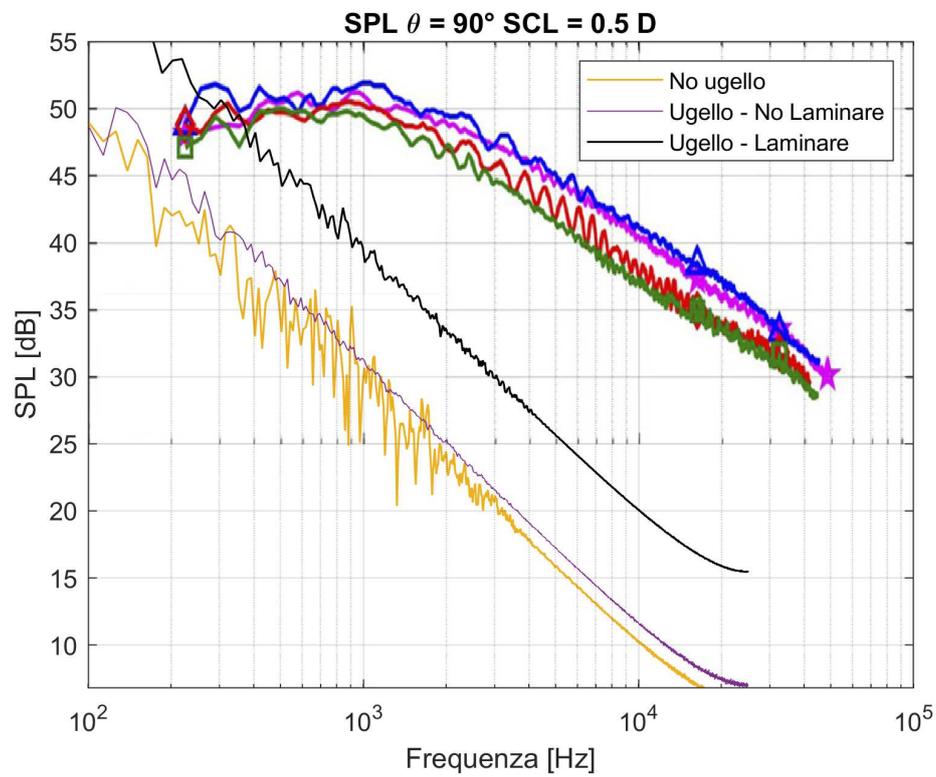


Figura 5.13: Diagramma SPL del Ricevitore 3 ottenuto dalle analisi rispetto ai dati sperimentali in *blu*

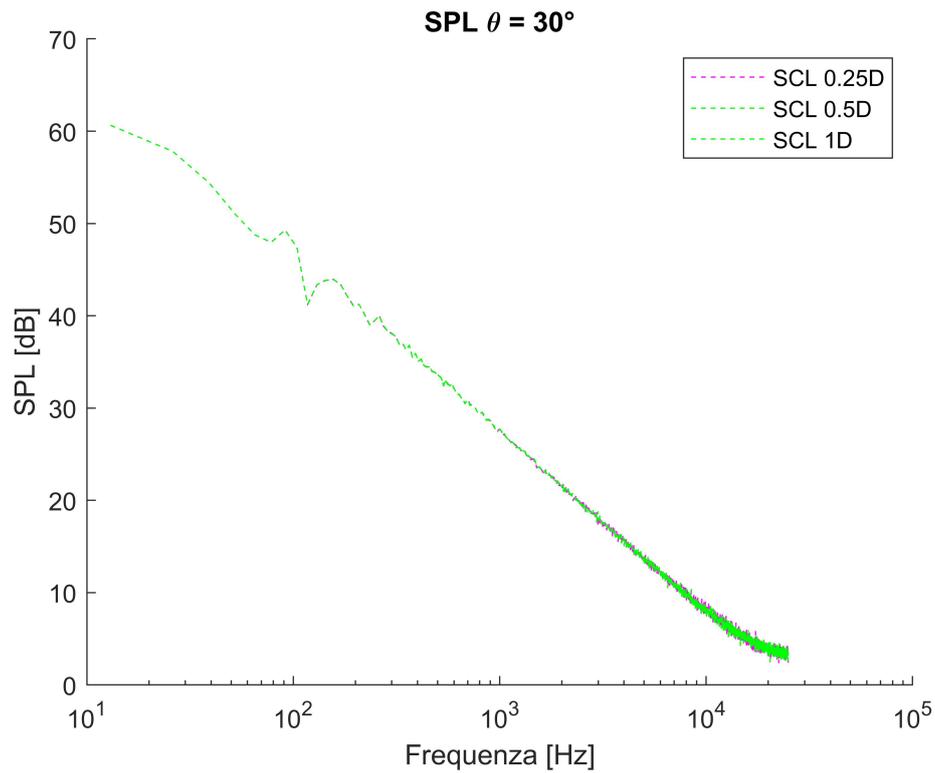


Figura 5.14: Diagramma SPL del Ricevitore 1 al variare del SCL nel caso con ugello non laminare

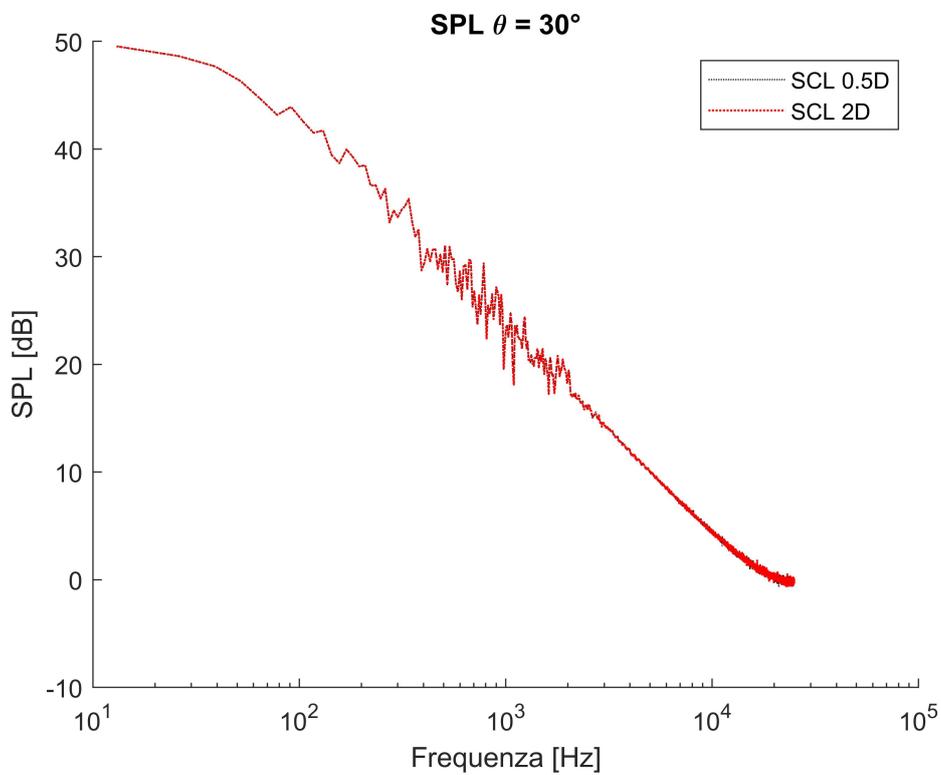


Figura 5.15: Diagramma SPL del Ricevitore 1 al variare del SCL nel senza ugello

Capitolo 6

Conclusioni

Questo lavoro aveva l'obiettivo di replicare l'emissione acustica di un getto prodotto da un ugello conico di diametro 2in ottenuta sperimentalmente da Karon *et al.* [15]. Inoltre, voleva analizzare come la simulazione dell'ugello e non, quindi lo strato limite differente, potesse influire sul campo acustico. Come ultimo obiettivo, si voleva valutare l'influenza del *Source Correlation Length* nella soluzione acustica nel caso di getti.

La metodologia scelta è quella ibrida accoppiando il solutore URANS con il solutore FWH del pacchetto di Ansys Fluent, con l'intento di mantenere al minimo i costi computazionali.

Tutto ciò si è svolto tramite tre tipologie di simulazioni: una senza il dominio dell'ugello, una con l'ugello ed una terza in cui al dominio dell'ugello viene applicata la condizione di zona laminare (*Laminar Zone*).

Nessuna delle simulazioni è stata in grado di riprodurre fedelmente il campo acustico nella totalità dello spettro delle frequenze. Alle basse frequenze le previsioni si avvicinano ai risultati sperimentali, specialmente per la simulazione con condizione di zona laminare nell'ugello, la quale si avvicina maggiormente alle condizioni di strato limite della prova sperimentale. Questo avvicinamento ai dati sperimentali è più marcato agli alti angoli, come ad esempio $\theta = 90^\circ$, con errori ridotti.

Alle medie ed alte frequenze invece le previsioni sottostimano i dati sperimentali, a qualsiasi angolo, con un errore relativamente importante; tale errore porta a non poter considerare validato il modello creato a queste frequenze.

Da queste considerazioni si può evidenziare come sia fondamentale cercare di ricreare le condizioni sperimentali per riuscire ad ottenere un risultato affidabile, come sostenuto anche da Mendez *et al.* [19].

Successivamente si è valutata l'influenza del SCL sulle soluzioni. Tale scelta è

stata mossa dalla mancanza di informazioni in letteratura riguardante questo parametro nel caso specifico di getti. Da tale analisi si evince che l'influenza è minima sulla previsione dell'emissione acustica.

6.1 Limitazioni e possibili sviluppi

La ricerca delle cause della non coerenza dei dati alle medie ed alte frequenze è molto complessa a causa dei molteplici fattori che influiscono in questa tipologia di analisi.

Innanzitutto il solutore URANS, per quanto sia un ottimo solutore fluidodinamico, non risulta il più adatto a questa tipologia di analisi a causa della sua incapacità di risolvere le diverse scale di turbolenza che, per la teoria Vortex Sound, rappresentano sorgenti sonore. Più appropriato risulta essere un solutore LES 3D capace di catturare le turbolenze e considerarle nel computo della sorgente sonora, come sostenuto anche da Murugu *et al.* [23].

In tale studio, infatti, si evidenzia come la metodologia URANS producano scarsi risultati rispetto ad una metodologia che vede applicata una simulazione 3D LES più precisa, come mostrato in figura 6.1.

D'altra parte, però, la metodologia URANS + FWH ha dimostrato buone capacità predittive nell'ambito dei rotori, come presentato da Stuermer [32], oppure nel predire il rumore dovuto ad interazioni fluidodinamiche tra corpi, come riportato da Zhou *et al.*[36]. Si potrebbe dedurre che tale metodologia sia efficace ma, nell'ambito dei getti in cui il rumore è dovuto solo a turbolenze, non sia adeguata.

Successivamente si deve ragionare sulla scelta del solutore *Density-Based*, in quanto il solutore *Pressure-Based* dovrebbe funzionare meglio per il solutore FWH. Tale scelta iniziale, però, è stata giustificato poiché, teoricamente, per superfici aperte, la tipologia di solutore non dovrebbe influire [19].

Un'ultima considerazione riguarda la dimensione di griglia: per completezza andrebbe svolto uno studio di sensitività riducendo la dimensione della griglia sia nell'ugello, per migliorare la soluzione fluidodinamica, che nel dominio FWH. Non è stato possibile svolgere tale studio in quanto incompatibile con i tempi a disposizione.

Si conclude, quindi, che i possibili sviluppi possono essere su due fronti. Il primo consiste in un'analisi di sensibilità della griglia per confermare che i risultati ottenuti non siano eccessivamente afflitti dall'errore di discretizzazione. Il secondo invece consiste nel cambiare il modello di turbolenza utilizzando

un approccio LES 3D che catturi le scale vorticoshe che generano le sorgenti di rumore. Tale metodo, ad alta accuratezza, richiede ad ogni modo risorse computazionali di un paio di grandezze superiori rispetto al modello URANS assialsimmetrico.

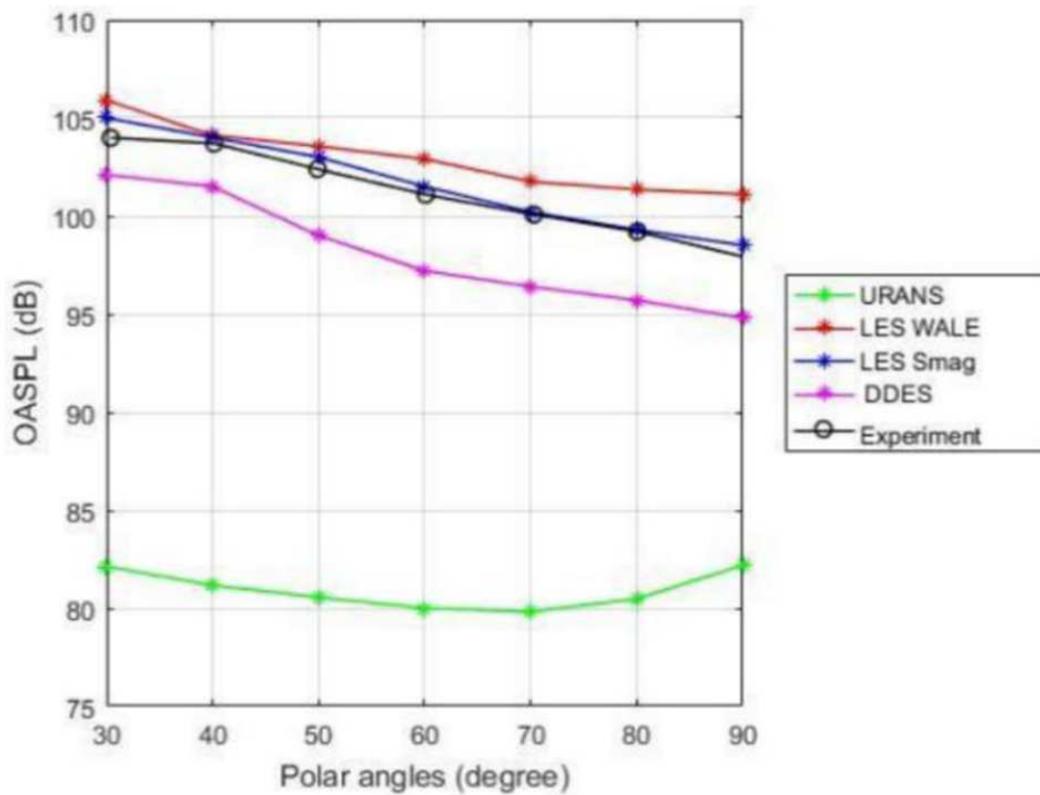


Figura 6.1: Risultati di Murugu *et al.*[23]

Appendice A

Grafici

In questa appendice si riportano i grafici delle simulazioni ritenuti secondari in quanto non forniscono spunti di considerazioni ma completano soltanto il lavoro.

A.1 Parametri di controllo delle analisi numeriche

In questa sezione si trovano i grafici riferiti alle variabili di controllo registrate durante l'analisi. Nel dettaglio si ha nella figura A.1 e A.2 i parametri di controllo puntuali dell'analisi *unsteady* senza ugello.

Successivamente si trovano i parametri di controllo dell'analisi con l'ugello. In figura A.3 e A.4 sono riportati rispettivamente i grafici della forza nella simulazione *steady* e *unsteady*, invece in figura A.5 e A.6 sono riportate le variabili di controllo puntuali dell'analisi *unsteady*.

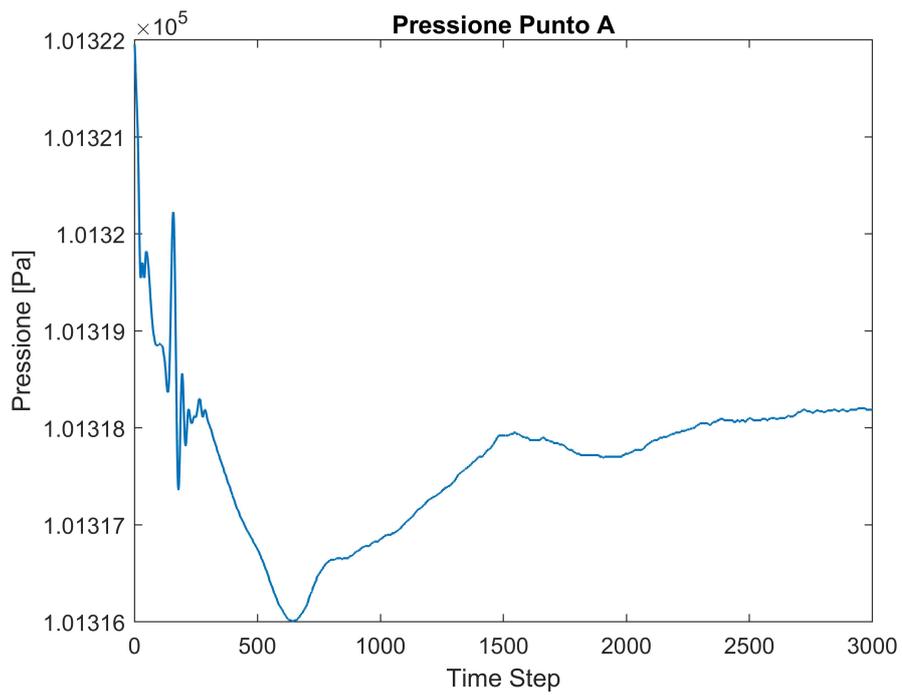


Figura A.1: Pressione nel punto A

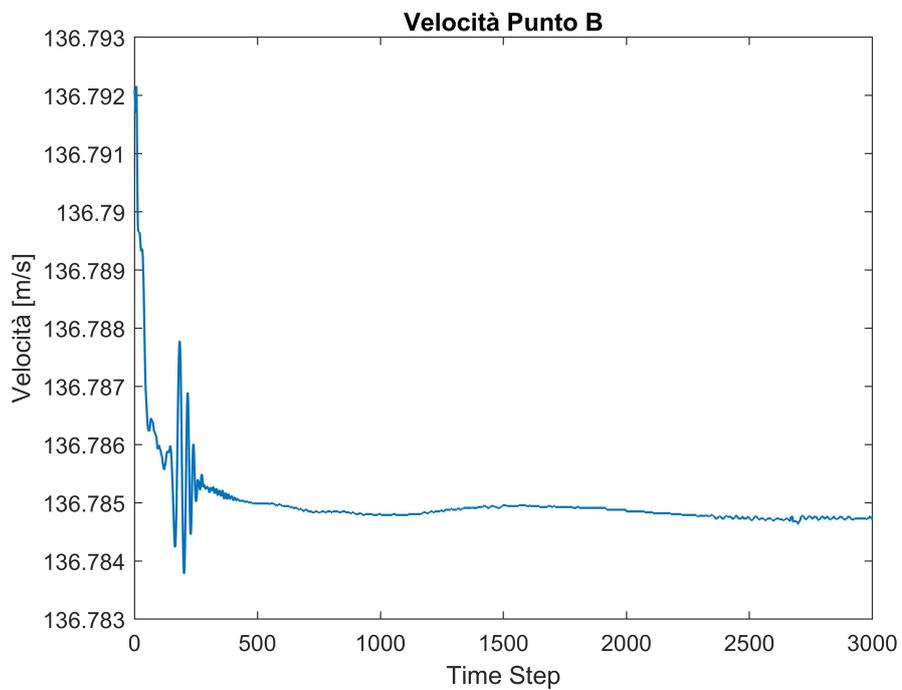


Figura A.2: Velocità nel punto B

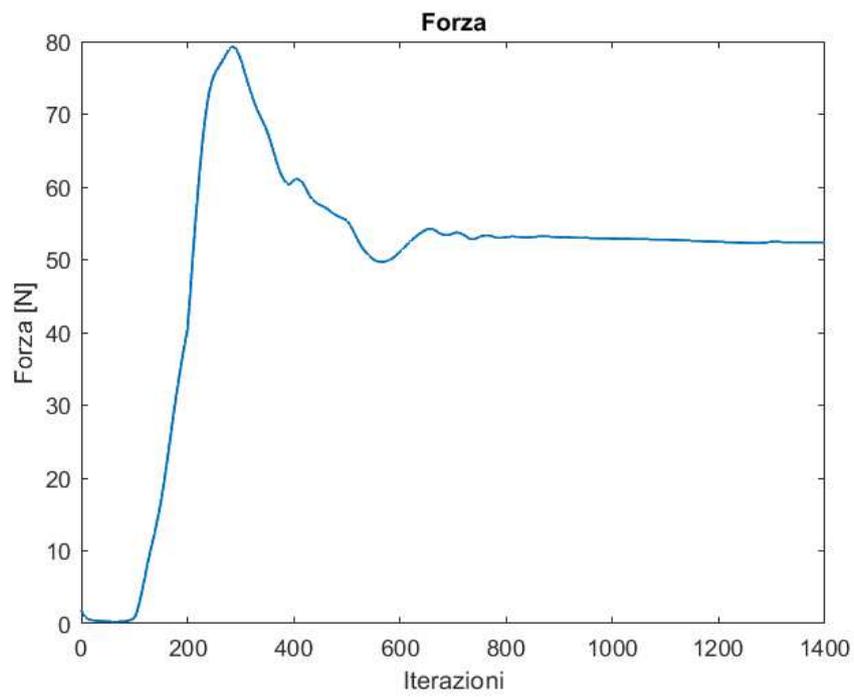


Figura A.3: Grafico della Forza dopo 1400 iterazioni dell'analisi *steady* con l'ugello

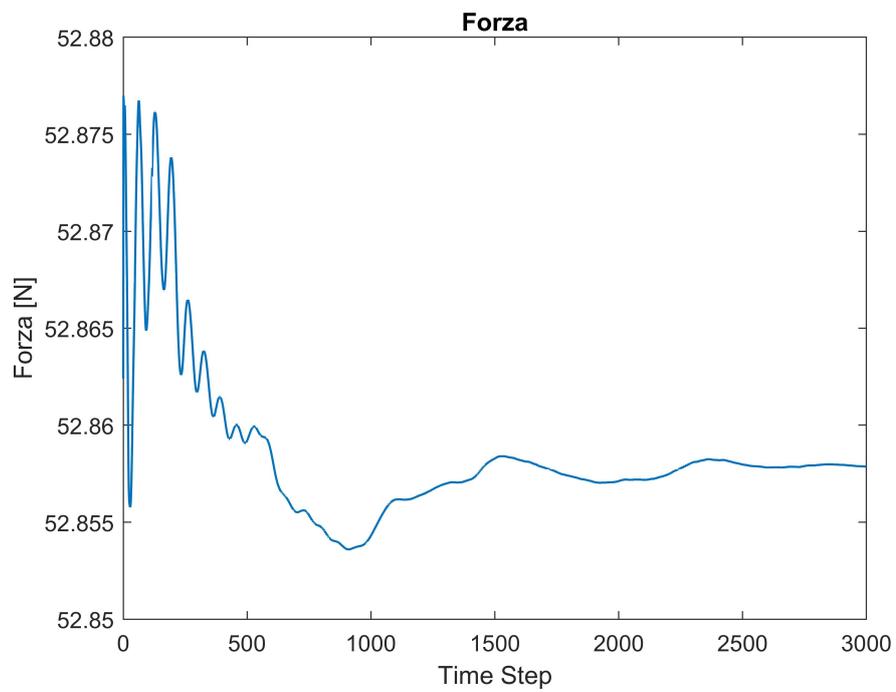


Figura A.4: Grafico della Forza dopo l'analisi *unsteady* con l'ugello

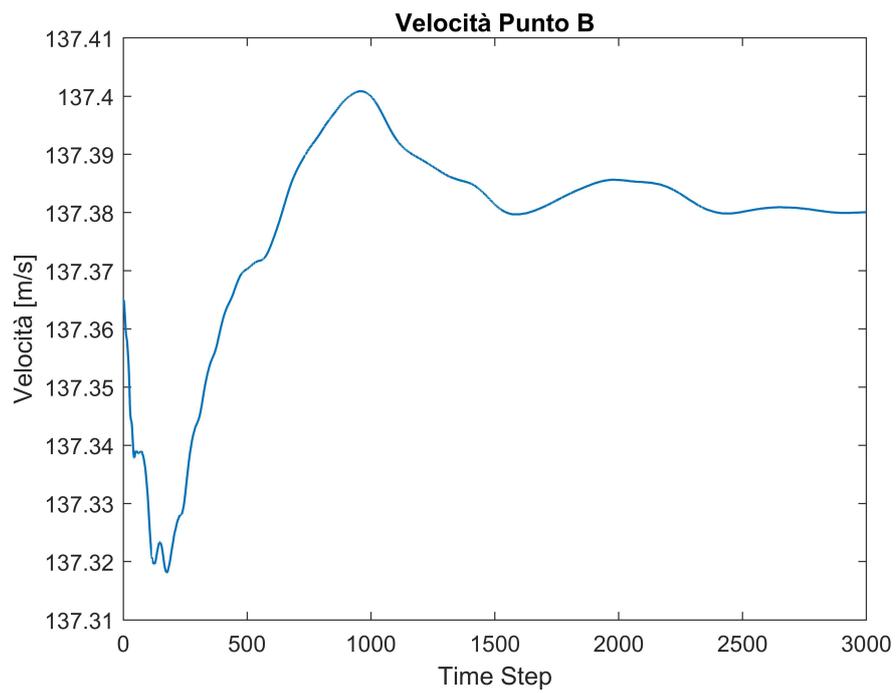


Figura A.6: Velocità nel punto B

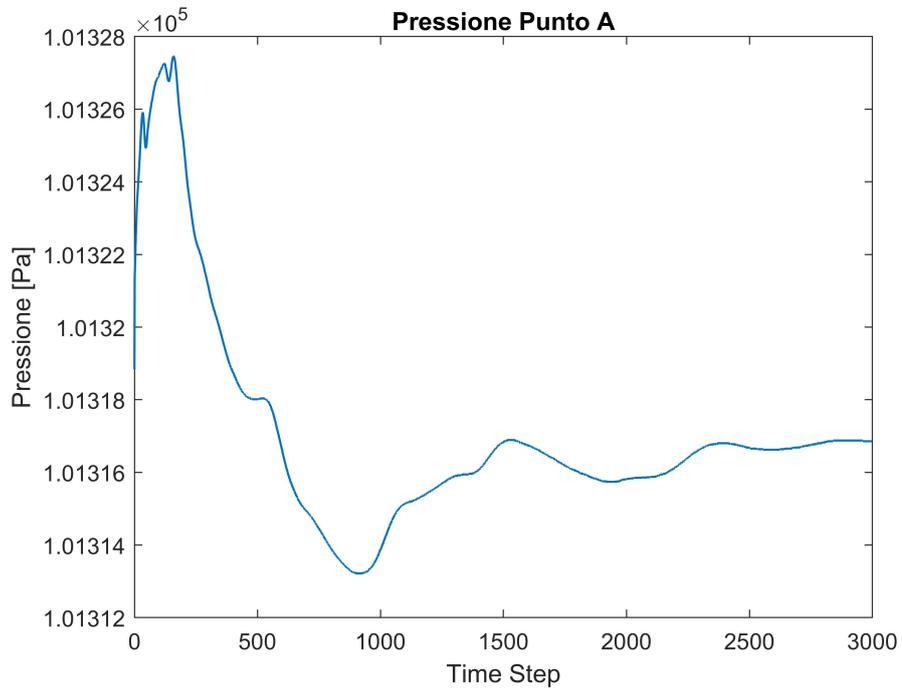


Figura A.5: Pressione nel punto A

A.2 Pressioni acustiche

In questa sezione vengono riportati i grafici delle pressioni acustiche registrate da ogni ricevitore durante le simulazioni.

In figura A.7, A.8 e A.9 sono presenti le pressioni acustiche della simulazione senza ugello.

In figura A.10, A.11 e A.12 sono presenti le pressioni acustiche della simulazione con ugello senza la condizione laminare.

Per concludere, in figura A.13, A.14 e A.15 sono presenti le pressioni acustiche della simulazione con ugello con la condizione laminare.

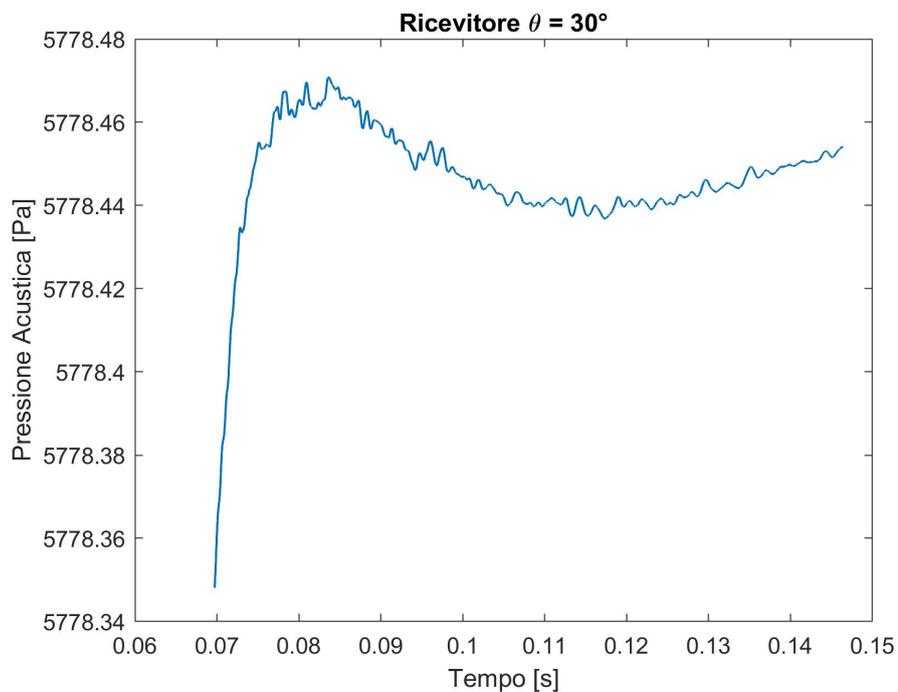


Figura A.7: Pressione acustica Ricevitore 1 senza condizione nell'analisi senza ugello

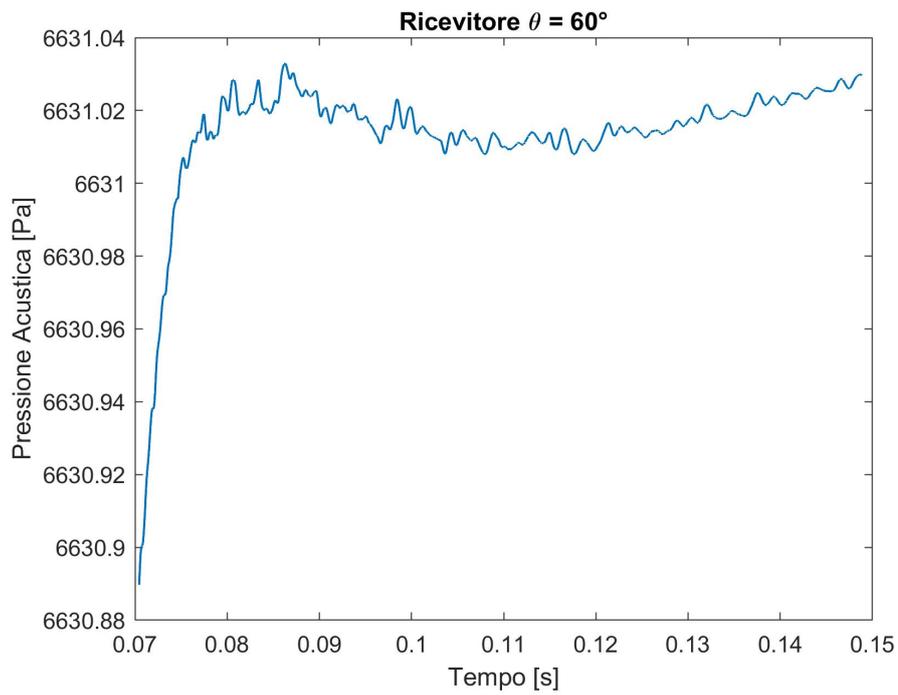


Figura A.8: Pressione acustica Ricevitore 2 senza condizione nell'analisi senza ugello

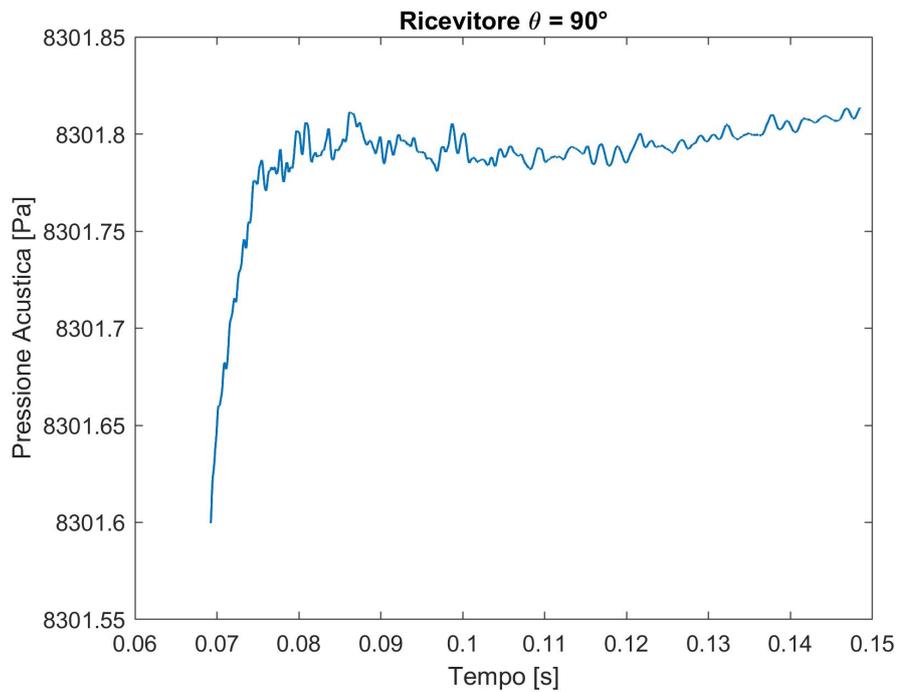
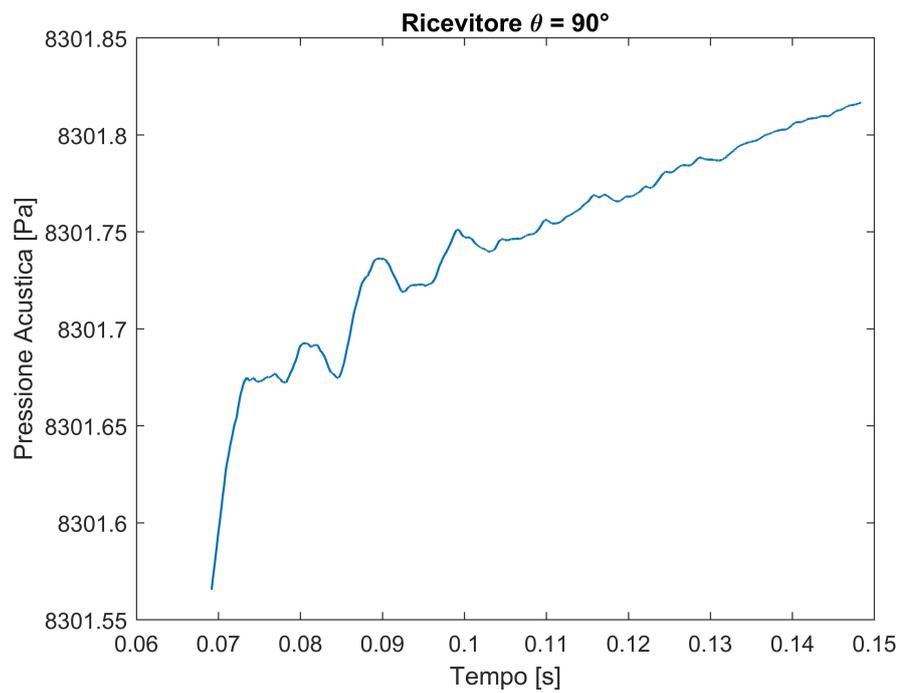
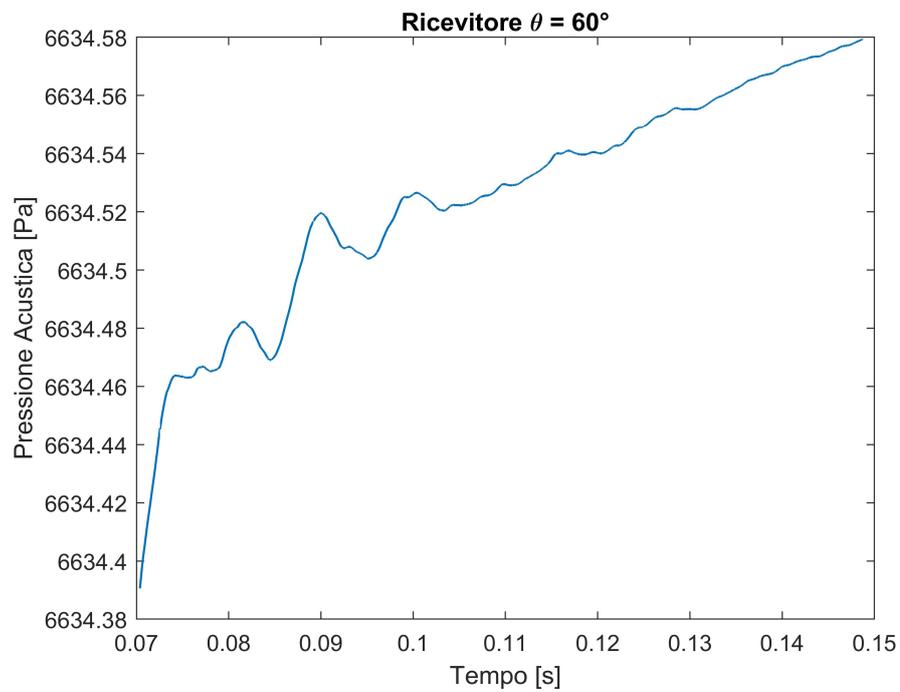


Figura A.9: Pressione acustica Ricevitore 3 nell'analisi senza ugello

Figura A.10: Pressione acustica Ricevitore 1 senza condizione *Laminar Zone*Figura A.11: Pressione acustica Ricevitore 2 senza condizione *Laminar Zone*

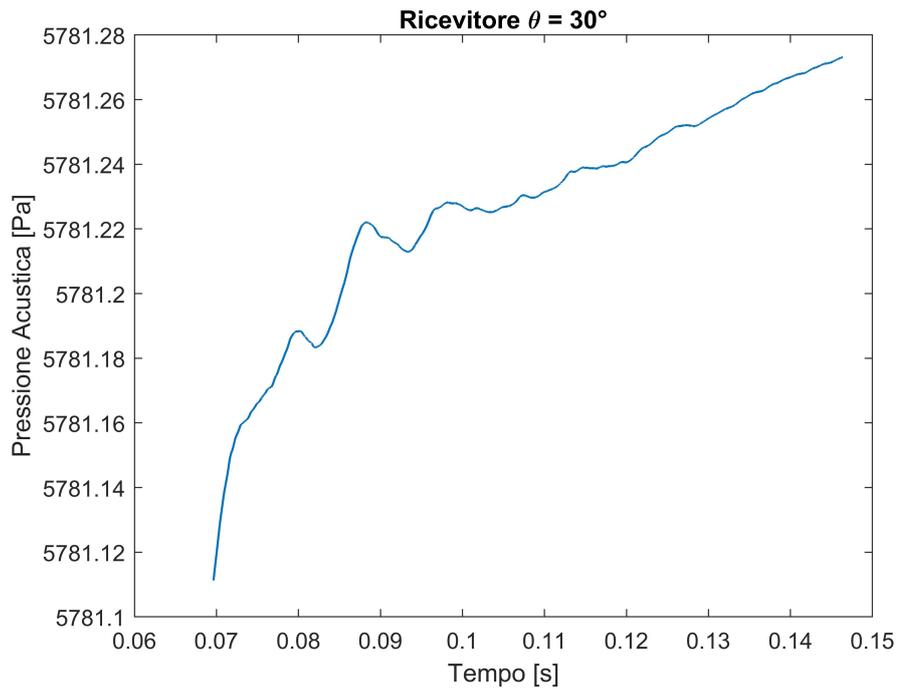


Figura A.12: Pressione acustica Ricevitore 3 senza condizione *Laminar Zone*

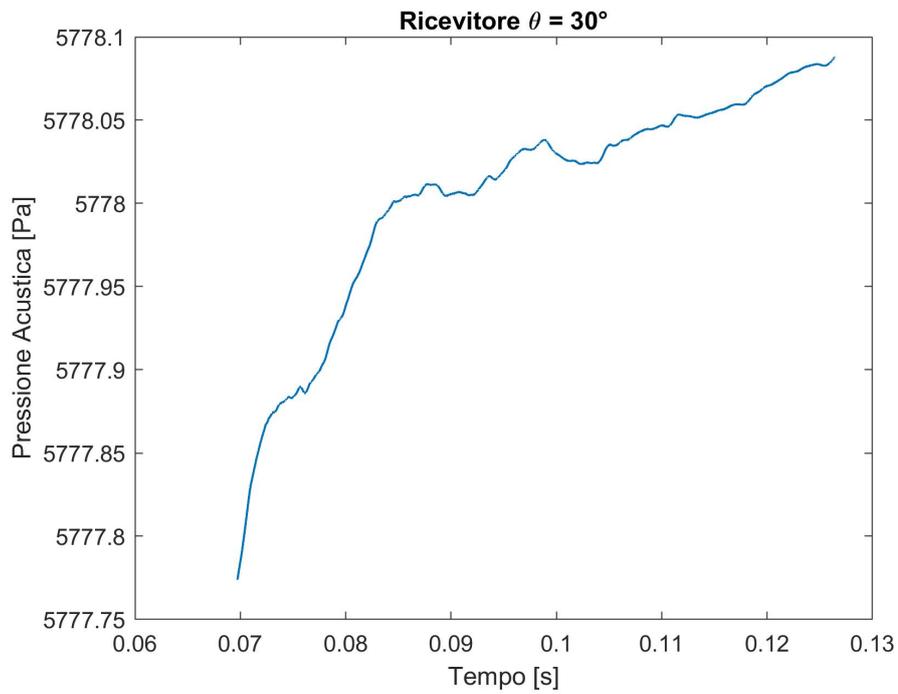
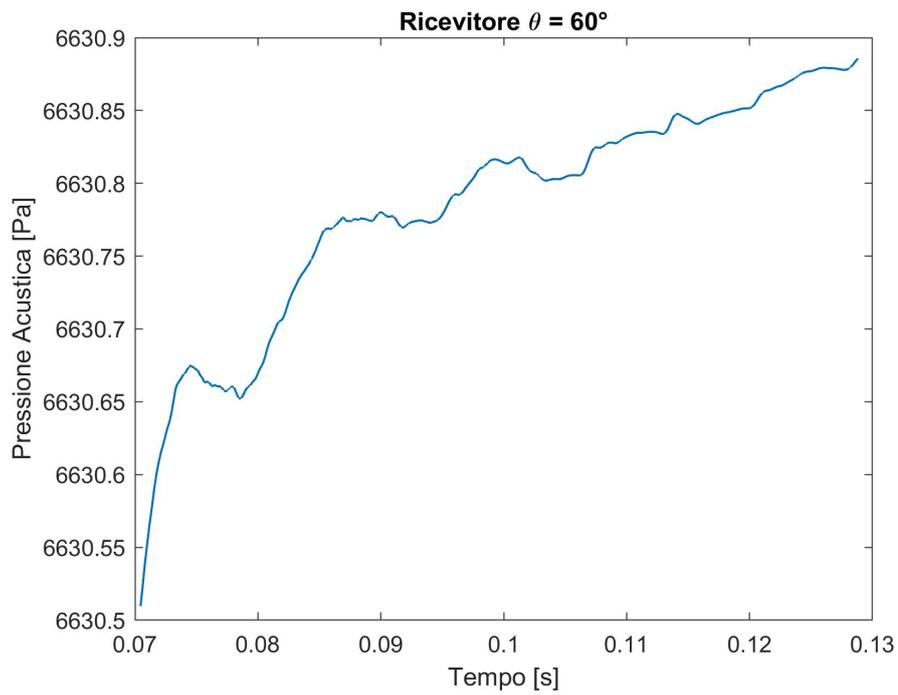
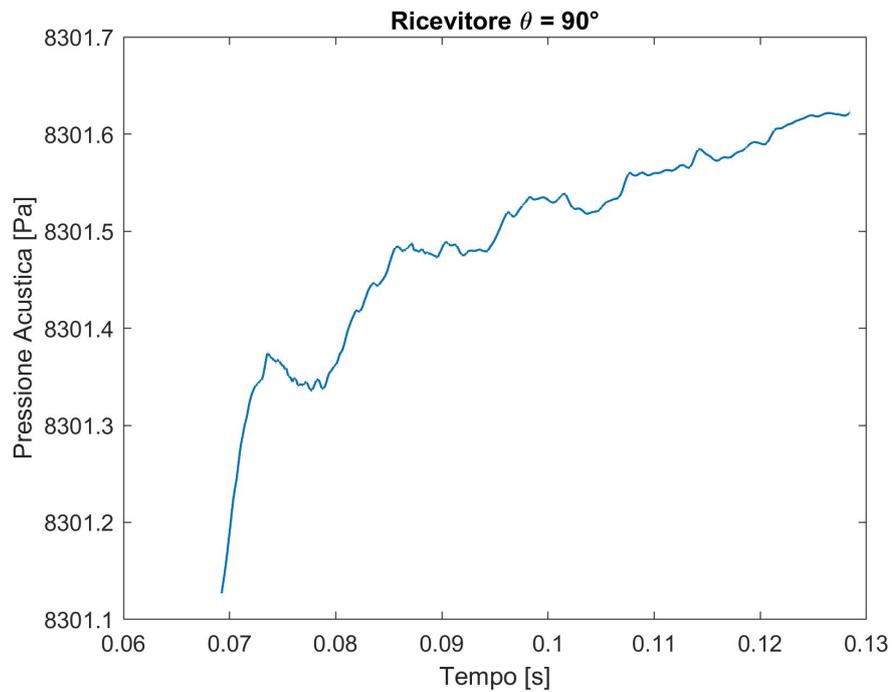


Figura A.13: Pressione acustica Ricevitore 1 con condizione *Laminar Zone*

Figura A.14: Pressione acustica Ricevitore 2 con condizione *Laminar Zone*Figura A.15: Pressione acustica Ricevitore 3 con condizione *Laminar Zone*

A.3 Influenza del parametro SCL

In quest'ultima sezione sono riportati i grafici dell'influenza del parametro SCL sui Ricevitori 2 e 3.

In figura A.16 e A.17 troviamo i grafici del parametro SPL al variare del SCL per rispettivamente il Ricevitore 2 ed il 3, nel caso con ugello non laminare.

Invece, in figura A.18 e A.19 troviamo il parametro SPL al variare del SCL per rispettivamente il Ricevitore 2 ed il 3, nel caso senza ugello.

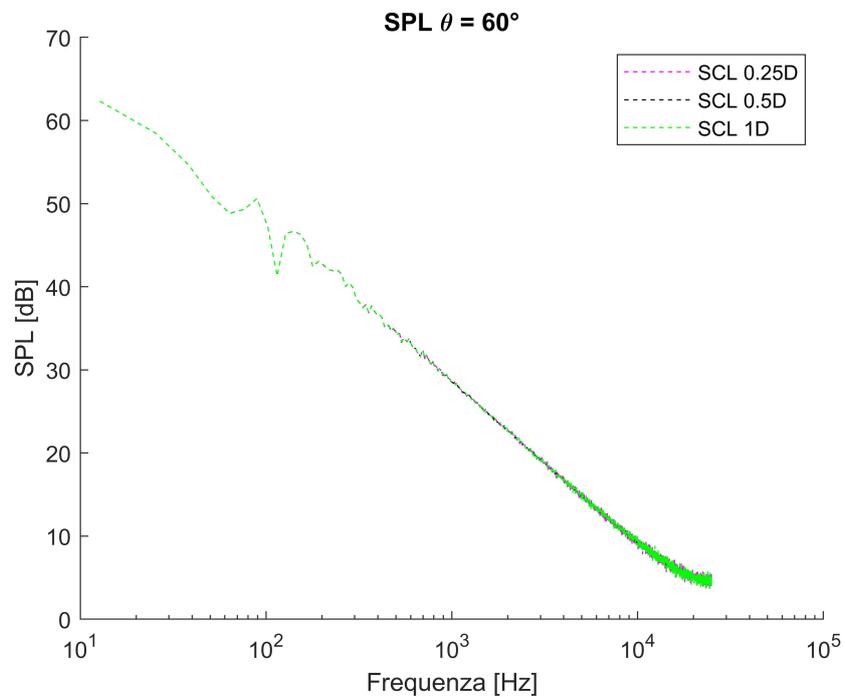


Figura A.16: Diagramma SPL del Ricevitore 2 al variare del SCL nel caso con ugello non laminare

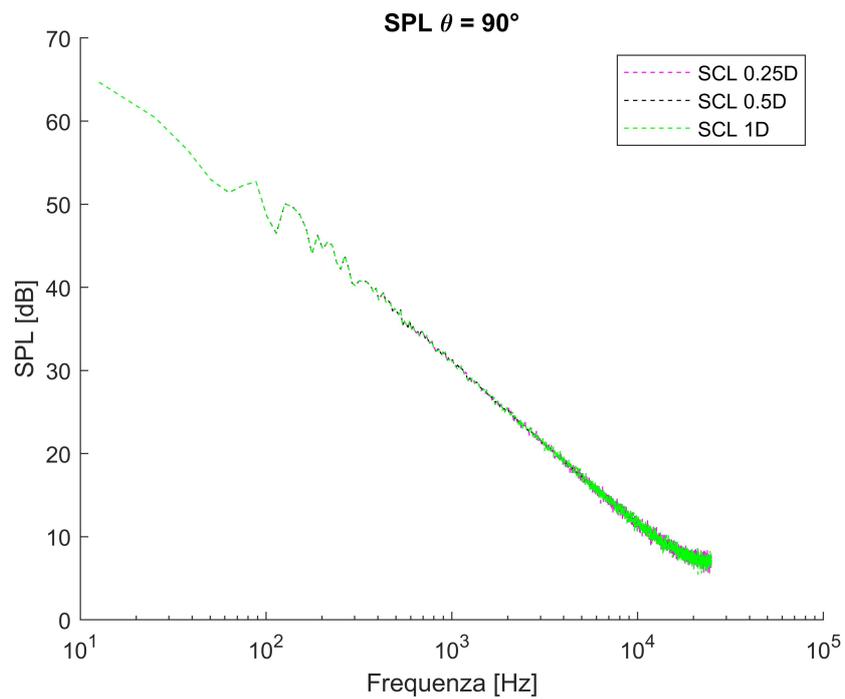


Figura A.17: Diagramma SPL del Ricevitore 3 al variare del SCL nel caso con ugello non laminare

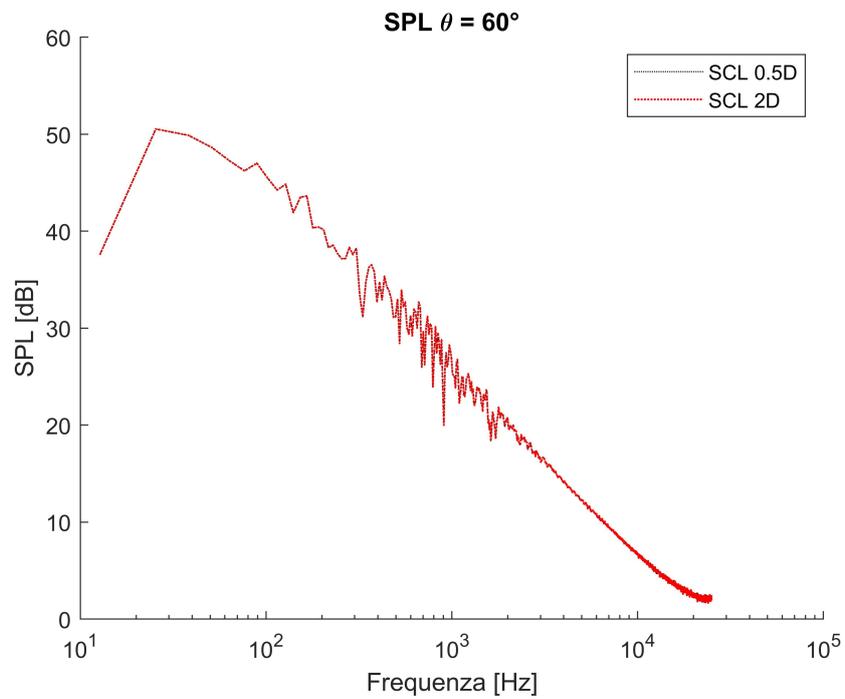


Figura A.18: Diagramma SPL del Ricevitore 2 al variare del SCL senza ugello

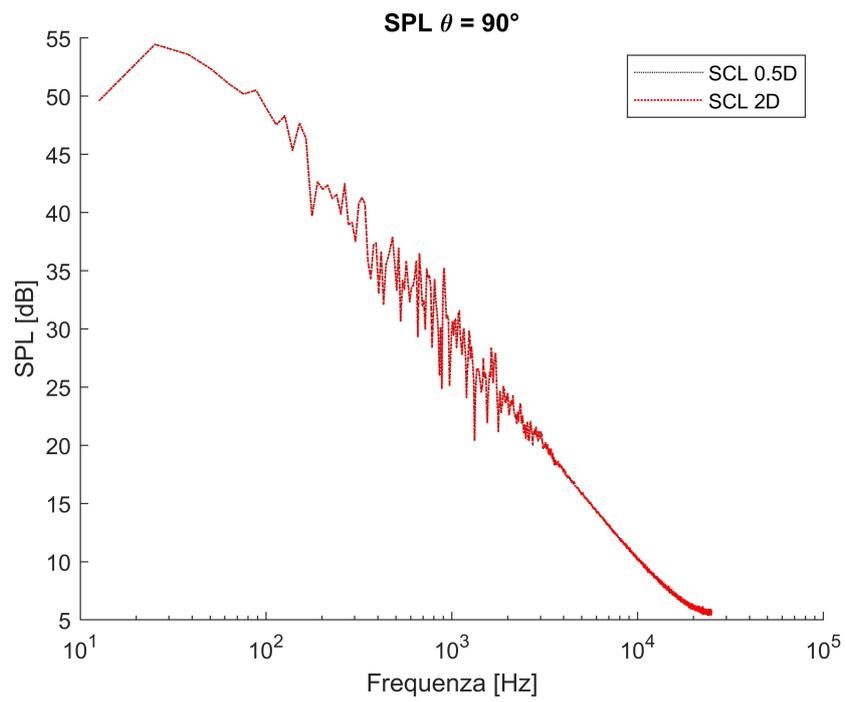


Figura A.19: Diagramma SPL del Ricevitore 3 al variare del SCL senza ugello

Bibliografia

- [1] ANSYS. Ansys 19.2 fluent user's guide, 2018.
- [2] Cliff Brown and James Bridges. Small hot jet acoustic rig validation. Technical report, 2006.
- [3] Dan Russell. Sound fields radiated by simple acoustic sources.
- [4] P Di Francescantonio. A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation. *Journal of Sound and Vibration*, 202(4):491–509, 1997.
- [5] F. Farassat and M.K. Myers. Extension of kirchhoff's formula to radiation from moving surfaces. *Journal of sound and vibration*, 123(3):451–460, 1988.
- [6] Williams J.E. Ffowcs and D.L. Hawkings. Sound generation by turbulence and surface in arbitrary motion. philosophical transactions of the royal society of london. 1969.
- [7] ANSYS Fluent. Theory guide 19.2, ansys inc, 2018.
- [8] Marvin E. Goldstein. Aeroacoustics. *New York*, 1976.
- [9] Giorgio Graziani. *Aerodinamica (quarta edizione)*, volume 2. Sapienza Università Editrice, 2010.
- [10] A Hirschberg and S W Rienstra. An introduction to aeroacoustics.
- [11] Michael S. Howe. *Theory of vortex sound*. Number 33. Cambridge university press, 2003.
- [12] M.S. Howe. Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of fluid mechanics*, 71(4):625–673, 1975.

- [13] U Ingård and S Labate. Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 22(2):211–218, 1950.
- [14] S. Kang, T. Park, H. Joo, S. Im, I. Jang, W. Ohm, and S-J Shin. Acoustic measurement of under-expanded jet and its numerical prediction. *The Aeronautical Journal*, 126(1303):1510–1526, 2022.
- [15] Aharon Z. Karon and Krishan K. Ahuja. Role of nozzle-exit boundary layer in producing jet noise. *International Journal of Aeroacoustics*, 21(5-7):626–653, 2022.
- [16] Brentner Kenneth S. An analytical comparison of the acoustic analogy and kirchhoff formulation for moving surfaces, 1997.
- [17] Michael James Lighthill. On sound generated aerodynamically i. general theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 211(1107):564–587, 1952.
- [18] Anastasios S. Lyrintzis. Surface integral methods in computational aeroacoustics—from the (cfd) near-field to the (acoustic) far-field. *International journal of aeroacoustics*, 2(2):95–128, 2003.
- [19] S Mendez, M Shoeybi, SK Lele, and P Moin. On the use of the fflowcs williams-hawkings equation to predict far-field jet noise from large-eddy simulations. *International Journal of Aeroacoustics*, 12(1-2):1–20, 2013.
- [20] S. Mendez, M. Shoeybi, A. Sharma, F.E. Ham, S.K. Lele, and P. Moin. Large-eddy simulations of perfectly expanded supersonic jets using an unstructured solver. *AIAA journal*, 50(5):1103–1118, 2012.
- [21] S. Mendez, M. Shoeybi, A. Sharma, S.K. Lele, and P. Moin. Post-processing of large-eddy simulations for jet noise predictions. *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs*, 2009, 2009.
- [22] CL Morfey. The role of viscosity in aerodynamic sound generation. *International Journal of Aeroacoustics*, 2(3):225–240, 2003.
- [23] Sakthi Prakash Murugu, A. R. Srikrishnan, Bharath Kumar Krishnaraj, Anguraj Jayaraj, Akram Mohammad, and Ratna Kishore Velamati. Acoustic modeling of compressible jet from chevron nozzle: A comparison of urans, les and des models. *Symmetry*, 14(10), 2022.

- [24] Nick Ovenden, Walter Eversman, and Sjoerd Rienstra. Cut-on cut-off transition in flow ducts: comparing multiple-scales and finite-element solutions. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2945, 2004.
- [25] Meghan Pokorski. 2d aeroacoustic analysis of flow in the flame trench. 2016.
- [26] Alan Powell. Theory of vortex sound. *The journal of the acoustical society of America*, 36(1):177–195, 1964.
- [27] Tapan K Sengupta and Yogesh G Bhumkar. *Computational Aerodynamics and Aeroacoustics*. Springer Nature, 2020.
- [28] Michael L. Shur, Philippe R. Spalart, and Michael Kh Strelets. Noise prediction for increasingly complex jets. part i: Methods and tests. *International journal of aeroacoustics*, 4(3):213–245, 2005.
- [29] Philippe R. Spalart and Michael L. Shur. Variants of the fflowcs williams-hawkings equation and their coupling with simulations of hot jets. *International journal of aeroacoustics*, 8(5):477–491, 2009.
- [30] Tatyana Sergeevna Stanko. *Modelling a sound radiated by a turbulent jet*. PhD thesis, University of Leeds, 2010.
- [31] Stephen A Stansfeld and Mark P Matheson. Noise pollution: non-auditory effects on health. *British Medical Bulletin*, 68(1):243–257, 12 2003.
- [32] Arne W Stuermer. Validation of urans-simulations of contra-rotating open rotor-powered aircraft at take-off conditions. In *2018 AIAA aerospace sciences meeting*, page 1265, 2018.
- [33] Xiaofeng Sun and Xiaoyu Wang. *Fundamentals of Aeroacoustics with Applications to Aeropropulsion Systems: Elsevier and Shanghai Jiao Tong University Press Aerospace Series*. Elsevier, 2020.
- [34] Wikipedia. Aeroacustica — wikipedia, l’enciclopedia libera, 2022. [Online; in data 17-agosto-2023].
- [35] Wikipedia contributors. Computational aeroacoustics — Wikipedia, the free encyclopedia. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Computational_aeroacoustics&oldid=1166657663, 2023. [Online; accessed 16-August-2023].

- [36] Beckett Zhou, Tim A Albring, Nicolas R Gauger, Carlos Ilario, Thomas D Economon, and Juan J Alonso. Reduction of airframe noise components using a discrete adjoint approach. In *18th AIAA/ISSMO multidisciplinary analysis and optimization conference*, page 3658, 2017.