



Università degli Studi di Ferrara

DOTTORATO DI RICERCA IN
"SCIENZE DELL'INGEGNERIA"

CICLO XXIV

COORDINATORE Prof. Trillo Stefano

ANALISI NUMERICA E SPERIMENTALE DI FENOMENI DI RUMORE TERMOFLUIDODINAMICO E AEROACUSTICO

Settore Scientifico Disciplinare ING-IND/11

Dottorando

Ing. Podeschi Emanuele

Tutore

Prof. Pompoli Roberto

Cotutore

Ing. Pompoli Francesco

Cotutore

Dott. Bonfiglio Paolo

Anni 2009/2011

INDICE

INTRODUZIONE	1
CAPITOLO 1	5
<i>IL RUMORE DELLA COMBUSTIONE</i>	
1.1 INTRODUZIONE	6
1.2 LA REAZIONE CHIMICA DI COMBUSTIONE	6
1.2.1 La struttura della fiamma	9
1.2.2 Combustione iperstechiometrica completamente premiscelata	10
1.2.3 Instabilità della combustione iperstechiometrica completamente premiscelata	12
1.2.4 Il principio di Rayleigh	14
1.3 METODOLOGIE DI PREVISIONE DELLE INSTABILITÀ DELLA COMBUSTIONE	15
1.2.2 Metodologia di previsione attraverso l'impedenza acustica	15
1.2.3 L'analisi biforcazionale	16
1.2.4 Metodi previsionali numerici	20
1.3.1.1 Teoria aeroacustica di Lighthill	21
1.3.1.2 Riformulazione della teoria di Lighthill proposta da Curle	27
1.3.1.3 Metodo di Kirchhoff	29
1.3.1.4 Equazioni di Eulero linearizzate	29
1.3.1.5 Simulazione ibrida CFD/CAA del rumore di combustione	30
CAPITOLO 2	35
<i>CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA SPERIMENTALE DI CALDAIE A CONDENSAZIONE</i>	
2.1 CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA SPERIMENTALE DI FENOMENI NON LINEARI CARATTERISTICI DELLE CALDAIE A CONDENSAZIONE	36
2.1.1 Ambiente e condizioni di prova	36

2.1.2	Descrizione della catena di misura e posizionamento dei trasduttori	36
2.1.3	Funzionamento standard della caldaia	38
2.1.4	Rumbling	39
2.1.5	“Hooting”	44
2.2	CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA SPERIMENTALE DEL FENOMENO “HOOTING”	47
2.2.1	Caratterizzazione acustica del bruciatore completo	50
2.2.2	Caratterizzazione acustica del bruciatore modificato	56
2.2.3	Confronto tra bruciatore normale e modificato	60
2.2.4	Caratterizzazione acustica del fenomeno “Hooting” al variare delle condizioni al contorno di funzionamento	62
2.2.5	Osservazioni	73
CAPITOLO 3		75
<i>MODELLAZIONE NUMERICA DEL RUMORE DELLA COMBUSTIONE</i>		
3.1	INTRODUZIONE	76
3.2	ANALISI MODALE FEM	76
3.3	MODELLAZIONE IBRIDA CFD\CTA DI SISTEMI DI COMBUSTIONE COMPLETAMENTE PREMISCELATI	81
3.3.1	Simulazione CFD preliminare	81
3.3.2	Simulazione acustica CTA	89
3.3.3	Risultati della simulazione ibrida CFD/CTA	93
3.4	CALCOLO DEL RUMORE DI COMBUSTIONE DIRETTAMENTE DALLA SIMULAZIONE CFD	99
3.5	INFLUENZA DELLE CONDIZIONI AL CONTORNO SUI RISULTATI DELLE ANALISI CFD	102
3.5.1	Influenza della comprimibilità del fluido	104

3.5.2	Influenza delle pareti della camera di combustione	108
3.5.3	Influenza della temperatura in ingresso della miscela	109
3.5.4	Influenza del modello di radiazione	111
3.5.5	Influenza del modello di turbolenza	112
3.5.6	Influenza del modello di combustione	114
3.5.7	Influenza del tempo di simulazione	116
3.6	OSSERVAZIONI	118
 CAPITOLO 4		121
<i>IL RUMORE EMESSO DA VENTILATORI CENTRIFUGHI</i>		
4.1	INTRODUZIONE	122
4.2	BANCO PROVA PER LA CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA E FLUIDODINAMICA DEI VENTILATORI CENTRIFUGHI	125
4.3	CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA DEL RUMORE EMESSO DA UN VENTILATORE CENTRIFUGO	133
 CAPITOLO 5		139
<i>MODELLAZIONE NUMERICA DEL RUMORE EMESSO DA VENTILATORI CENTRIFUGHI</i>		
5.1.	INTRODUZIONE	140
5.2.	SIMULAZIONI CFD REALIZZATE	140
5.3.	CALCOLO DEL CAMPO SONORO DIRETTAMENTE DALLA SIMULAZIONE CFD	147
5.4.	SIMULAZIONE ACCOPPIATA CFD/CAA	152
5.4.1	Analogia acustica di ffwcs williams-hawkings: rumore generato dalla turbolenza e dalle superfici in moto arbitrario	152
5.4.2	La teoria di Lowson	155
5.4.3	Simulazioni acustiche realizzate con la teoria di Lowson	159

5.4.4 Simulazioni acustiche realizzate con la teoria di Ffowcs-Williams & Hawkings	163
CONSIDERAZIONI CONCLUSIVE	169
APPENDICE A	175
<i>MODELLAZIONE NUMERICA CFD</i>	
A.1 DNS	175
A.2 RANS	175
A.3 LES	179
A.4 DES	183
A.5 SAS	183
A.6 Advection scheme	183
A.7 Modelli di interazione rotore-statore	184
APPENDICE B	187
<i>MODELLAZIONE NUMERICA CAA E CTA</i>	
B.1 BEM	187
B.2 DRBEM	189
B.3 ESM	189
B.4 APE	189
BIBLIOGRAFIA	191

INTRODUZIONE

Negli ultimi anni le norme che disciplinano l'emissione sonora in campo meccanico e civile, sono diventate sempre più numerose e restrittive; inoltre si è verificata una diffusione sempre maggiore di nuove tecniche di ottimizzazione, manutenzione e monitoraggio delle macchine, basate sull'individuazione delle sorgenti di rumore. Queste esigenze sommate all'avvento e lo sviluppo di metodologie numeriche di calcolo dedicate all'acustica, ha spinto le aziende ad avvalersi, soprattutto in fase di ricerca e sviluppo dei prodotti, di nuovi strumenti in grado di simulare il comportamento acustico reale delle macchine.

Il presente lavoro raccoglie le attività di ricerca svolte per la caratterizzazione sperimentale e numerica del rumore emesso da sorgenti di tipo termofluidodinamico e aerodinamico. In particolare i primi tre capitoli dell'elaborato di tesi riportano la descrizione di un progetto di ricerca sviluppato in collaborazione con la ditta Worgas S.r.l. sul rumore della combustione emesso da bruciatori utilizzati nelle caldaie a condensazione per uso domestico, mentre gli ultimi due capitoli riguardano lo studio del rumore emesso da ventilatori centrifughi.

L'esigenza di ridurre le emissioni inquinanti prodotte dai processi di combustione hanno favorito, in ambito civile, lo sviluppo e la diffusione di caldaie a condensazione completamente premiscelate. Questi sistemi, caratterizzati da elevati rendimenti, prevedono l'iniezione forzata della miscela aria-gas in camera di combustione attraverso un ventilatore; la fiamma è pertanto confinata ed è in comunicazione con l'esterno esclusivamente attraverso il condotto di evacuazione dei fumi. Durante il processo di combustione con fiamma confinata, possono verificarsi dei fenomeni d'instabilità che provocano la generazione di emissioni acustiche di elevata intensità. Questi fenomeni possono essere divisi in due tipologie principali: una chiamata "Rumbling", in cui avviene un'interazione tra fiamma, cavità acustica e fluidodinamica del sistema (instabilità di sistema), e un'altra tipologia chiamata "Hooting" che presenta uno spettro caratterizzato da una componente tonale ad alta frequenza (>300 Hz) causato da fenomeni di natura termo-cinetica (instabilità intrinseca di natura termocinetica). La possibilità dell'insorgere di queste instabilità durante il funzionamento della caldaia e le difficoltà che si incontrano per risolverli, hanno determinato un crescente interesse nello studio del rumore di questa tipologia di combustione e delle cause che ne provocano la comparsa.

Nel primo capitolo del lavoro svolto per lo studio di questi fenomeni che possono caratterizzare la combustione confinata, è riportata una descrizione dettagliata del processo chimico della combustione, delle possibili cause che determinano l'insorgere delle instabilità e delle principali metodologie di previsione di queste instabilità con particolare riguardo ai metodi di previsione numerica. Sono esposte le principali metodologie numeriche termofluidodinamiche (CFD) e termoacustiche (CTA) adatte allo studio del rumore di combustione, e le analogie acustiche da utilizzare per accoppiare le simulazioni CFD con le simulazioni CTA. Il secondo capitolo raccoglie le attività sperimentali svolte per la caratterizzazione acustica dei fenomeni d'instabilità caratteristici delle caldaie a condensazione per uso domestico. Oltre alla caratterizzazione vibro-acustica svolta su una caldaia

commerciale dei fenomeni “Hooting” e “Rumbling”, sono descritti il prototipo di caldaia a condensazione realizzato per la riproduzione del fenomeno “Hooting” e la campagna di caratterizzazione acustica sperimentale svolta con tale prototipo, per lo studio del comportamento di questo fenomeno al variare delle condizioni al contorno di funzionamento.

Nel capitolo 3, l’ultimo riguardante l’attività di ricerca svolta sul rumore della combustione, sono descritti i modelli FEM del prototipo di caldaia a condensazione realizzati per l’analisi modale della cavità acustica formata da camera di combustione e camino, i modelli numerici termofluidodinamici (CFD), i modelli termo-acustici (CTA) realizzati con un codice BEM acustico, e le simulazioni ibride CFD/CTA realizzate per la descrizione del fenomeno “Hooting”. Sono riportati i risultati dell’analisi modale realizzata con il modello FEM, i livelli di pressione acustica ottenuti con il modello ibrido CFD/CTA e quelli calcolati direttamente dalle fluttuazioni di pressione relativa simulate con il modello CFD. Vengono riportati inoltre i confronti tra i risultati di pressione acustica calcolati con le simulazioni, e le misure sperimentali realizzati per la validazione dei modelli numerici. Infine è riportata, alla luce dei risultati ottenuti, un’analisi dell’influenza delle condizioni al contorno, dei modelli di radiazione, di combustione e delle metodologie di calcolo utilizzate, sui risultati ottenuti con le analisi CFD di tipo transiente.

Nella seconda parte dell’elaborato di tesi è riportato lo studio realizzato sui ventilatori centrifughi, macchine che possono generare durante il loro funzionamento livelli di rumorosità al ricevitore che sia in ambito industriale che domestico, possono risultare eccessivi. Il rumore di queste macchine oltre ad essere trasmesso attraverso la cassa esterna della voluta nell’ambiente in cui sono ubicate (tipicamente la sala macchine), viene irradiato dalla bocca di mandata e aspirazione nei condotti di aerazione nei quali il ventilatore è installato. Lo spettro del rumore emesso dalla bocca di mandata e aspirazione è caratterizzato da una componente tonale predominante corrispondente alla frequenza di passaggio delle pale (B.P.F.), e da un contributo a banda larga legato alle forze aerodinamiche che agiscono sulla girante e alla turbolenza presente nei canali interpalari e nella voluta.

A causa della complessità dei fenomeni che contribuiscono alla generazione di rumore e all’ampia disponibilità di risorse di calcolo a basso costo, la modellazione numerica sta sostituendo sempre maggiormente la procedura sperimentale di ottimizzazione, attraverso l’utilizzo di prototipi, della geometria dei ventilatori.

Nel capitolo 4 sono illustrate le sorgenti di rumore caratteristiche dei ventilatori centrifughi e viene riportata la caratterizzazione acustica sperimentale condotta su un ventilatore centrifugo di piccola taglia (diametro della girante pari a 270 mm). Viene descritto il banco prova realizzato secondo la norma UNI EN ISO 5136, utilizzato per le misure di potenza sonora emessa dalla bocca di mandata dei ventilatori. Sono riportati i valori di potenza sonora misurati per diverse condizioni di portata, prevalenza e velocità di rotazione del ventilatore.

Nell’ultimo capitolo sono presentati i modelli numerici fluidodinamici (CFD), le simulazioni aeroacustiche (CAA) realizzate con un codice acustico BEM, e i modelli ibridi CFD/CAA realizzati per lo studio del rumore emesso dalla bocca di mandata del ventilatore. Sono riportati i risultati delle simulazioni ibride CFD/CAA

ottenuti con l'utilizzo di due diverse metodologie di accoppiamento (teoria di Lowson e analogia acustica di Ffowcs Williams-Hawkings) e i livelli di potenza acustica calcolati direttamente dalle fluttuazioni di pressione relativa simulate con i modelli CFD. Infine sono riportati i confronti tra risultati ottenuti con i modelli numerici e misure sperimentali, eseguiti per la validazione dei modelli numerici realizzati.

CAPITOLO 1

IL RUMORE DELLA COMBUSTIONE

1.1 INTRODUZIONE

Nel seguente capitolo sono descritti i principali meccanismi che determinano la generazione di rumore durante la reazione chimica di combustione. In particolare sarà preso in esame il rumore della combustione iperstechiometrica completamente premiscelata, le instabilità che possono insorgere per particolari condizioni di funzionamento e le possibili metodologie da utilizzare per lo studio e la previsione di questi comportamenti.

In fluidi turbolenti reattivi a basso numero di Mach la più grande sorgente di rumore è la fiamma. La generazione di rumore è legata all'espansione e al successivo collasso che avviene nel fluido quando i piccoli vortici di miscela fresca, presenti vicino al fronte di fiamma, bruciano. Questo meccanismo provoca la generazione di fluttuazioni di densità e calore che possono essere modellate con una sorgente acustica monopolo, tipologia di sorgente che possiede la maggiore efficienza di radiazione del campo sonoro [1].

Il rumore emesso dalla combustione in assenza di superfici rigide che confinano la fiamma, ha un caratteristico spettro a banda larga chiamato "Combustion roar". Le frequenze tipiche sono comprese tra 100 Hz e 500 Hz e sono legate, in prima approssimazione, al tempo necessario per bruciare un singolo vortice di miscela [2]. Considerando ad esempio un diametro medio dei vortici pari a 0.02 m e dividendo per la velocità di combustione di 0.5-2 m/s, si ottengono le frequenze citate.

Il rumore dei sistemi nei quali è presente una combustione con fiamma confinata è generato principalmente da un contributo diretto ed uno indiretto. Il rumore di combustione diretto è quello appena descritto nel caso di fiamma libera, ed è legato alle periodiche oscillazioni di combustione e alle fluttuazioni stocastiche di produzione di calore della fiamma. Il rumore indiretto, chiamato anche "Entropy noise", è legato alle condizioni al contorno nelle quali avviene la reazione di combustione, ed è generato principalmente dalla non uniforme temperatura con la quale i prodotti di combustione escono accelerando dalla camera di combustione.

I meccanismi di oscillazione caratteristici della combustione confinata non sono ancora del tutto chiari poiché l'oscillazione intrinseca della combustione interagisce con la geometria della camera di combustione e le condizioni al contorno del funzionamento del bruciatore [3]. A causa dei vari meccanismi che interagiscono in modo complesso tra loro, è possibile che in questi sistemi si instaurino delle pulsazioni marcate a determinate frequenze. Queste pulsazioni a volte possono nascere ed esaurirsi oppure si auto sostengono rimanendo costanti nel tempo. Questi fenomeni in cui è proprio la combustione a fornire energia per sostenere le perturbazioni che si instaurano all'interno della camera di combustione, sono denominati "Singing flame" e sono stati spiegati in parte da Sir Rayleigh [4].

1.2 LA REAZIONE CHIMICA DI COMBUSTIONE

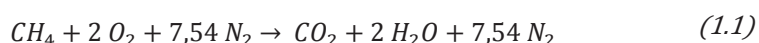
La combustione è una reazione chimica che comporta l'ossidazione di un combustibile da parte di un comburente (che in genere è rappresentato

dall'ossigeno presente nell'aria), con sviluppo di calore e radiazioni elettromagnetiche, tra cui spesso anche radiazioni luminose [5].

Le proprietà chimiche e fisiche di ogni fiamma dipendono dall'esatta condizione di combustione. Il flusso dei gas all'interno del sistema può essere laminare o turbolento. La miscela può essere immessa in camera di combustione premiscelata o non premiscelata. Al variare di queste condizioni variano notevolmente sia la pressione che la temperatura del sistema di combustione.

In termini puramente chimici la combustione è una transizione da molecole di miscela combustibile a prodotti di combustione.

L'equazione della reazione di combustione stechiometrica del metano è la seguente [6]:



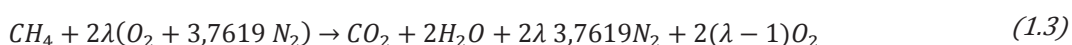
Questo modello semplifica di molto quello che succede in realtà. Durante la reazione di combustione avvengono un grandissimo numero di trasformazioni chimiche intermedie, che permettono di ottenere una serie di prodotti primari (CO_2 , H_2O , N_2), più una serie di prodotti secondari quantificabili in p.p.m. (NO_x , CO , SO_x).

Il rapporto stechiometrico è definito come segue:

$$\lambda = \frac{V_{aria\ totale}}{V_{aria\ stechiometrica}} \quad (1.2)$$

dove con il volume di aria stechiometrica si intende la quantità di aria necessaria per bruciare un volume unitario di combustibile.

Nelle applicazioni pratiche la combustione avviene sempre in eccesso d'aria per evitare che tra i prodotti di combustione siano presenti incombusti. La combustione in eccesso d'aria ($\lambda > 1$) può essere descritta con la seguente equazione:



La combustione ipostechiometrica ($\lambda < 1$) non è definibile per condizioni di funzionamento completamente premiscelate. In queste condizioni, infatti, la quantità di CO_2 presente nei prodotti di combustione diminuisce rispetto al suo valore stechiometrico ($CO_2 < 11,74\%$, percentuale calcolata rispetto al volume totale di gas combusti secchi) mentre la quantità di CO aumenta.

Tabella 1.1 - Valori di riferimento per la combustione del metano

	IPOSTECHEIOMETRICA	STECHEIOMETRICA	IPERSTECHEIOMETRICA
λ	0,5	1	1,3
CO_2	<11,74	11,74	8-9
Tipo di combustione	Grassa	Ottimale	Magra

La cinetica della combustione è molto più complessa del modello appena descritto, in quanto la reazione è composta da più reazioni a catena. Inizialmente alcune reazioni fortemente endotermiche separano un elettrone di valenza formando radicali liberi, ovvero delle specie attive.

La fase successiva è quella di propagazione durante la quale le specie attive e quelle molecolari interagiscono a formare nuove specie attive. Le specie attive iniziali poi si diramano creandone di secondarie (fase di ramificazione). Infine si ha la fase di terminazione in cui l'interazione delle specie crea disattivazione o annichilimento delle specie attive, formando specie stabili.

Se le specie attive che si vanno a formare con le prime fasi della reazione a catena sono numericamente pari a quelle disattivate nella fase di terminazione, la combustione sarà lenta e controllata; se al contrario le formazioni di radicali sono superiori alle ricombinazioni si ottiene una combustione incontrollata: un'esplosione.

Tutte le miscele aria/combustibile sono caratterizzate da una composizione limite, al di fuori della quale non può avvenire l'accensione [7]. Questo limite dipende dalla composizione del gas, temperatura, pressione, dimensione della camera di combustione, punto e natura dell'accensione in camera.

Se la miscela è all'interno del limite di infiammabilità per l'accensione serve energia in quanto la prima reazione che avviene durante il processo di combustione è di tipo endotermico.

Questa energia può essere fornita da una sorgente esterna, come ad esempio una fiamma pilota o una scintilla elettrica.

Se la miscela raggiunge alte temperature (per il metano circa 600 °C) l'accensione può avvenire spontaneamente.

Quando la miscela viene accesa, il fronte di fiamma si propaga attraverso i rimanenti gas incombusti con una velocità che dipende dalla miscela stessa dalla pressione e dalla temperatura.

La velocità di combustione è definita come la velocità normale al fronte di fiamma alla quale si propaga una fiamma infinita e monodimensionale attraverso la miscela di gas incombusti.

Questa velocità dipende fortemente dalla composizione della miscela e il suo valore varia da zero, in corrispondenza del limite d'infiammabilità, fino a raggiungere il suo valore massimo per miscela con rapporto aria/combustibile stechiometrico. La velocità di combustione cresce all'aumentare della temperatura.

La fiamma si stabilizza nella porzione di dominio in cui la velocità di combustione, eguaglia la velocità del flusso di miscela fresca in ingresso.

Se il flusso di miscela entra in camera con una velocità (V_{flusso}) uguale alla velocità di combustione (V_{comb}), la fiamma si stabilizza in corrispondenza dell'ingresso della miscela. Nel caso $V_{comb} > V_{flusso}$ la fiamma può penetrare all'interno del bruciatore e del circuito di alimentazione provocando l'esplosione del sistema di combustione ("Light back"). Se $V_{comb} < V_{flusso}$ la fiamma si stabilizza nella porzione di camera in cui il flusso ha rallentato a causa dell'espansione e si ha che $V_{comb} = V_{flusso}$. Infine se $V_{comb} \ll V_{flusso}$ come capita per funzionamenti ad alte potenze, può avvenire il distacco di fiamma chiamato "*Lift off*".

1.2.1 La struttura della fiamma

Le fiamme possono essere divise in tre gruppi principali [6]:

- Fiamma non areata
- Fiamma parzialmente areata
- Fiamma completamente areata

La combustione con fiamma non areata, chiamata anche combustione per diffusione, avviene grazie alla diffusione dell'ossigeno all'interno del flusso di combustibile spento (aerazione secondaria) quando questo si trova in camera di combustione (ad esempio una candela, un fornello ecc...).

La zona di reazione chimica, come anche la fiamma, non ha una forma ben definita ed è considerata come una regione infinitamente sottile all'interno della quale il rapporto combustibile aria è stechiometrico (Figura 1.1). Il fronte di fiamma divide una zona a monte ricca di combustibile, da una a valle povera di combustibile.

Nella combustione con fiamma parzialmente areata, una parte dell'aria richiesta per la combustione si miscela con il combustibile prima di entrare in camera di combustione (aria primaria) e la rimanente (aria secondaria) diffonde nel gas caldo di combustione a valle del fronte di fiamma (caldaie a rampetta).



Figura 1.1 - A sinistra fiamma non areata (1), a destra fiamma premiscelata (2), al centro due fiamme parzialmente areate con diverse percentuali di aria primaria (2, 3).

La combustione completamente areata o completamente premiscelata, presenta una reazione in cui tutta l'aria richiesta è fornita dall'aria primaria.

Le fiamme areate sono considerate composte da tre distinte zone (Figura 1.1):

- I. Zona preriscaldata: zona nella quale i gas combustibili sono portati dalla temperatura ambiente alla temperatura di inizio combustione. Il calore per questo riscaldamento è fornito dalla radiazione e dalla conduzione. Questa zona a pressione atmosferica presenta uno spessore di circa 1mm.
- II. Zona di reazione: è chiamata fronte di fiamma ed è la zona in cui avvengono intense attività chimiche. La temperatura raggiunge i valori

più elevati (2000 K per la combustione del metano) e la velocità dei gas aumenta rapidamente di circa sette volte il proprio valore.

Quando il combustibile è rappresentato da idrocarburi, la fiamma presenta un cono di colore turchese blu. A pressione atmosferica presenta uno spessore di circa 0.1 mm.

- III. *Gas combusti*: è la zona di formazione dei prodotti di combustione. Nel caso di fiamme parzialmente areate, il combustibile incombusto continua la reazione di ossidazione grazie alla presenza di ossigeno secondario diffuso all'interno dei gas caldi formando un ben definito mantello esterno di colore viola che si estende dalla zona di reazione fino a valle. Nel caso di fiamma completamente areata non è richiesto altro ossigeno e questa zona non compare; sono visibili però dei bagliori che si estendono verso valle dalla zona di reazione.

1.2.2 Combustione iperstechiometrica completamente premiscelata

La combustione magra premiscelata permette di ottenere una riduzione di emissione di NOx grazie alle basse temperature di fiamma, ma allo stesso tempo è soggetta a fenomeni non lineari che possono generare oscillazioni di pressione che si auto sostengono oppure portare allo spegnimento della fiamma [8] [9]. Queste oscillazioni sono indesiderate in quanto causano altissimi livelli di rumore. Tra i sistemi di produzione di calore, che utilizzano questo tipo di combustione, si stanno diffondendo sempre maggiormente le caldaie a condensazione (Figura 1.2). In queste caldaie possono essere enfatizzati i meccanismi descritti come causa principale di rumore della reazione chimica di combustione. Il contributo indiretto è amplificato a causa della presenza di superfici di scambio termico che provocano disomogeneità nella distribuzione di temperatura, mentre l'aumento di turbolenza legato alla presenza di aerazione forzata provoca la crescita del contributo diretto [1].

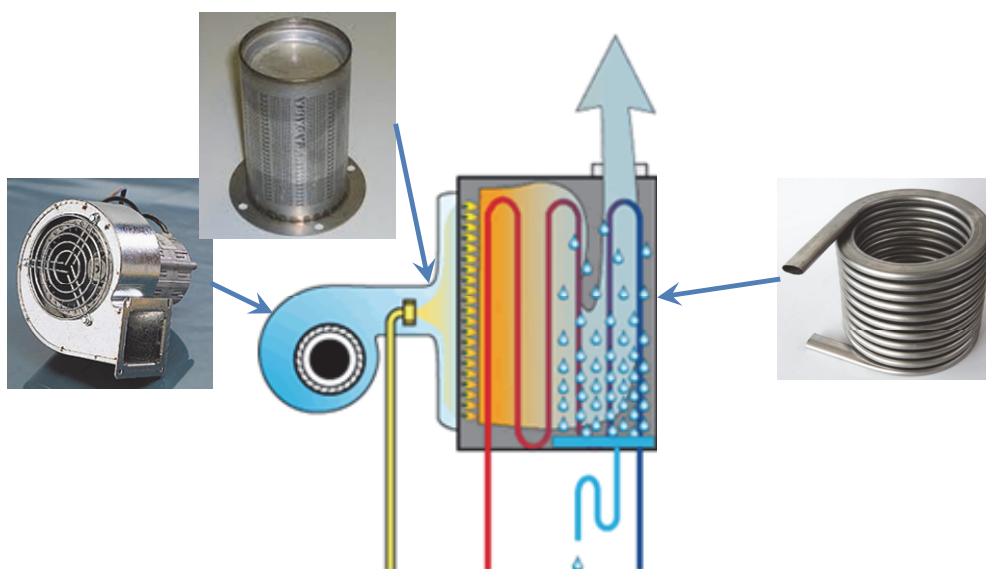


Figura 1.2 - Schema e componentistica base (ventilatore, bruciatore, scambiatori di calore) di una caldaia a condensazione.

Il rumore causato dalla turbolenza può essere di due diverse tipologie. La prima tipologia di rumore caratterizzata da uno spettro a banda larga, è di carattere aerodinamico ed è originato dal ventilatore e dal flusso di miscela e dei gas di scarico presente all'interno di tubature, bruciatore e camera di combustione. Il rumore aerodinamico può essere minimizzato con l'utilizzo di un bruciatore di grandi dimensioni che permette di diminuire la turbolenza grazie alla diminuzione della velocità di miscela in ingresso della camera di combustione.

La seconda tipologia di rumore è di natura acustica ed caratterizzata da componenti tonali a frequenze discrete. Questa tipologia di rumore si verifica quando la frequenza dei vortici turbolenti coincide con la frequenza di risonanza della cavità acustica formata da camera di combustione e condotto di evacuazione fumi. Le principali fonti di turbolenza che possono causare queste risonanze oltre a quelli già discussi, sono la fiamma e i vortici di scia che si formano a causa degli sforzi di taglio viscosi che si instaurano tra il flusso e i corpi immersi nel dominio fluido.

La geometria compatta della fiamma completamente premiscelata permette di ridurre la dimensione della camera di combustione. Questo tipo di combustione prevede l'utilizzo di bruciatori che sono caratterizzati da problemi legati al rifornimento d'aria e alla stabilità di fiamma.

Il rifornimento d'aria è garantito meccanicamente da un ventilatore, che può essere sistemato a valle del sistema formato da bruciatore, camera di combustione, scambiatore di calore (tiraggio forzato), o a monte del precedente sistema (tiraggio indotto). La portata di gas è regolata attraverso l'utilizzo di una valvola posta a monte del bruciatore, mentre la portata di aria dipende dal rapporto portata/prevalenza del ventilatore. Grazie all'alimentazione di miscela forzata questi bruciatori, possono essere montati sia rivolti verso l'alto che verso il basso, caratteristica che li rende adatti all'impiego in caldaie a condensazione.

Il problema della stabilità della fiamma è risolto in fase di progettazione del bruciatore. Il bruciatore è composto di un distributore interno e un diffusore esterno vicino al quale avviene la reazione di combustione.

Il distributore ha il compito di distribuire la miscela al diffusore con una pressione il più possibile omogenea, inoltre svolge la funzione di sicurezza contro il "*Light back*" perché ha una velocità di flusso più elevata rispetto al diffusore.

Il diffusore deve essere progettato in modo da presentare una fiamma la più ancorata possibile. La forma dei fori e la percentuale di foratura devono essere tali da non indebolire la struttura del bruciatore e allo stesso tempo da garantire la corretta stabilizzazione della fiamma.

Deve essere inoltre prevista la condizione di funzionamento in regime radiante, in corrispondenza del quale la fiamma è molto vicina alla superficie del distributore, il quale surriscaldandosi diventa incandescente ed emana una quota parte di energia sotto forma di irraggiamento.

La forma e la dimensione di queste parti influiscono sia sulla composizione dei prodotti di combustione emessi, che sul rumore emesso. Le fiamme compatte sono caratterizzate da una maggiore rumorosità rispetto alle fiamme areate, inoltre i fenomeni di instabilità che possono insorgere per questo tipo di combustione, sono legati direttamente o indirettamente alle caratteristiche del bruciatore.

1.2.3 Instabilità della combustione iperstechiometrica completamente premiscelata

Con instabilità della combustione ci si riferisce in generale a fluttuazioni di pressione di natura acustica presenti in una camera di combustione in cui si ha una reazione chimica di combustione non stazionaria.

I meccanismi fisico-chimici responsabili delle instazionarietà della combustione sono stati studiati da diversi ricercatori (Lieuwen 1998, Richards 1998, Park 2001) [8]. Dall'analisi di questi studi non è chiaro se le oscillazioni di pressione che si osservano sperimentalmente siano legate alla produzione di calore e quindi alle non stazionarietà della fiamma (instabilità intrinseche), o se esiste un accoppiamento tra acustica e produzione di calore (instabilità di sistema).

Gli studi compiuti da Richards ad esempio evidenziano che le perdite di calore hanno una grande influenza sulle oscillazioni osservate, suggerendo quindi una natura termo-cinetica del comportamento dinamico osservato [9].

Le instabilità di tipo intrinseco della combustione possono essere di diversa natura:

- I. instabilità intrinseche legate alla cinetica della reazione di combustione
- II. instabilità legate alla diffusione termica
- III. instabilità di natura idrodinamica
- IV. instabilità di natura termo-cinetica

Le instabilità di natura termo-cinetica che saranno oggetto di studio del seguente lavoro, nascono dall'interazione tra calore prodotto dalla fiamma e perdite di calore causate dalla presenza di superfici di contorno caratterizzate da basse temperature. Il meccanismo che governa la nascita delle oscillazioni è legato alla variazione della velocità di fiamma e quindi della temperatura di fiamma. Quando una caldaia funziona ad elevate potenza termica, la fiamma si trova molto distaccata dal corpo del bruciatore e scambia calore prevalentemente con il fascio di tubi destinato alla generazione di acqua calda. Al contrario quando il funzionamento della caldaia è a basse potenze termiche, il fronte di fiamma è molto vicino alla superficie del diffusore che a causa delle elevate temperature diventa incandescente (funzionamento radiante del bruciatore), quindi il calore scambiato dalla fiamma con le superfici dello scambiatore di calore è simile alla quantità di calore scambiato tra fiamma e bruciatore. In queste condizioni la fiamma scambia calore con il fascio tubiero, la velocità di fiamma diminuisce (la temperatura diminuisce) e il fronte si avvicina al bruciatore, avvicinandosi al diffusore la fiamma si scalda a causa della condizione di funzionamento radiante del bruciatore, la velocità di fiamma aumenta e il fronte si allontana, a questo punto la fiamma si raffredda nuovamente a causa dello scambio con lo scambiatore di calore e di nuovo si riavvicina al bruciatore. Questo comportamento dinamico è caratterizzato da frequenze molto elevate e le oscillazioni del fronte di fiamma non sono visibili ad occhio nudo.

Le instabilità della combustione che nascono dall'interazione della produzione di calore, campo acustico e turbolenza sono chiamate instabilità di sistema. Queste instabilità nascono quando si ha generazione di rumore a causa di una produzione non stazionaria di calore, che a sua volta genera all'ingresso della miscela delle instabilità. Queste onde nello strato limite sono amplificate,

deformate e trasformate in vortici turbolenti di piccola scala, che vanno ad influire sulla produzione di calore stessa. L'interazione tra acustica e generazione di calore provoca la variazione dei reagenti che alimentano la fiamma con due diversi meccanismi:

- I. il campo acustico presente all'interno della camera di combustione provoca la variazione della velocità della miscela in ingresso e influenza il processo di miscelazione dei reagenti, provocando nel condotto di adduzione la formazione di sacche di miscela magra o grassa.
- II. Nei sistemi in cui si ha un'iniezione forzata della miscela, come accade ad esempio nelle caldaie a condensazione, la fiamma può essere perturbata da vortici periodici che si formano dal distacco di scia quando il flusso di gas di scarico investe ostacoli all'interno della camera di combustione.

Le oscillazioni di sistema legate alle variazioni di concentrazione del combustibile e alla variazione di alimentazione della miscela a monte della fiamma, possono essere valutate grazie alla riformulazione del criterio di Rayleigh proposta da Lieuwen [10] [11]. Questo criterio si basa sull'analisi della fase esistente tra il disturbo di pressione e la conseguente fluttuazione di calore prodotto che determinano la possibile nascita di oscillazioni. Tale sfasamento dipende dal tempo in cui la miscela raggiunge il fronte di fiamma e brucia completamente e viene chiamato tempo di ritardo (t_l). Il tempo di ritardo viene poi messo in relazione con il periodo caratteristico delle onde di pressione (T) e il criterio definisce che è possibile avere la nascita di oscillazioni stabili se t_l è multiplo di T .

$$\frac{t_l}{T} = (1,2,3,4) \dots \pm 1/4 \quad (1.4)$$

Il termine $\pm 1/4$ è presente in quanto per avere un'oscillazione stabile non serve che pressione e calore siano perfettamente in fase tra loro. Questa riformulazione particolare del criterio di Rayleigh tiene in considerazione esclusivamente l'accoppiamento tra onde di pressione e il tempo di residenza della miscela fresca all'interno della fiamma. Da ricordare che t_l è un parametro dipendente dal tempo e dallo spazio e deve essere calcolato come valore medio tra quello che si ottiene per diverse linee di flusso.

Il principio di Lieuwen è verificato esclusivamente se si verifica un'instabilità di sistema come ad esempio una variazione della miscela in ingresso della camera di combustione, mentre non è mai verificato nel caso di oscillazioni di origine intrinseca.

Quando le oscillazioni sono generate localmente dalla fiamma stessa (instabilità intrinseca) sono trasmesse all'ambiente circostante e le onde acustiche si propagano lungo la camera di combustione. Anche in questo caso si ha un accoppiamento con l'acustica della camera di combustione ma semplicemente come conseguenza delle oscillazioni intrinseche della fiamma.

Per verificare se possono essere presenti instabilità legate alla diffusività termica viene utilizzato il numero di Lewis:

$$L_e = \frac{\alpha}{D} \quad [-] \quad (1.5)$$

dove α è la diffusività termica e D è la diffusività di massa.

Oppure può anche essere scritto nella forma:

$$L_e = \frac{Sc}{Pr} \quad [-] \quad (1.6)$$

Con Sc numero di Schmidt ($Sc = \nu/D \quad [-]$) e Pr numero di Prandtl ($Pr = \nu/\alpha \quad [-]$), essendo ν la viscosità cinematica espressa in $[m^2/s]$.

Se il numero di Lewis si avvicina all'unità le instabilità legate alla diffusività termica non sono presenti.

Riassumendo se le instabilità di combustione sono legate a fenomeni intrinseci della fiamma, il campo acustico è sempre eccitato e quindi l'indice di Rayleigh ha valori positivi, mentre il criterio di Lieuwen non è verificato.

Le proprietà intrinseche della fiamma, l'acustica e la turbolenza hanno tutte un ruolo fondamentale sul comportamento dinamico del combustore. La maggiore difficoltà è capire come e quanto ogni fenomeno contribuisca a far insorgere le oscillazioni, e capire come sia possibile prevedere ampiezza e frequenza di tale fenomeno partendo dalle condizioni operative di funzionamento.

1.2.4 Il principio di Rayleigh

Molti dei lavori sperimentali eseguiti per lo studio di questi fenomeni non lineari, attribuiscono la nascita di regimi dinamici di pressione all'accoppiamento tra variazione di produzione di calore e il campo acustico della camera di combustione. Più precisamente una variazione della generazione di calore provoca un disturbo acustico che a sua volta può influenzare la generazione di calore stessa. In queste condizioni le oscillazioni nascono se la produzione di calore è in fase con risonanza acustica della cavità del sistema, come descritto dal criterio di Rayleigh che matematicamente può essere scritto come:

$$I = \frac{1}{V} \frac{1}{T} \int_{V,T} P'(x,t) Q'(x,t) dV dT > 0 \quad (1.7)$$

dove I è l'indice di Rayleigh cioè la media temporale e spaziale del prodotto tra fluttuazione di pressione e di generazione di calore divise per il volume del combustore ed il periodo di oscillazione. Questa disequazione indica quindi che una certa quantità di energia durante un ciclo di oscillazione passa da calore prodotto a energia meccanica sottoforma di perturbazione acustica. Quando si hanno valori negativi di I la velocità di produzione del calore e i disturbi di pressione non sono accoppiati e quindi le oscillazioni nel combustore non si auto sostengono [4] [10] [11].

Questo criterio permette quindi di controllare se in un determinato sistema, funzionante a determinate condizioni, si possono instaurare delle perturbazioni che si auto sostengono, ma non permette di valutare quale sia la natura delle cause scatenanti.

Per risolvere le problematiche legate alla combustione magra completamente premiscelata, sono stati sviluppati sperimentalmente diversi campi di ricerca, con lo scopo di studiare e caratterizzare i meccanismi termici, fluidodinamici ed acustici, che governano la comparsa delle instabilità della combustione.

1.3 METODOLOGIE DI PREVISIONE DELLE INSTABILITÀ DELLA COMBUSTIONE

I principali indirizzi di ricerca possono essere riassunti in tre filoni principali:

- I. Impedenza acustica
- II. Analisi biforcazionale
- III. Metodi numerici

Sperimentalmente è stato osservato che i fenomeni d'instabilità che provocano rumore nella combustione magra completamente premiscelata avvengono solo con certe combinazioni di proprietà della camera di combustione, della fiamma e del tipo di miscela.

The diagram illustrates a control loop for a combustion system. It includes the following components and signals:

- Combustion Chamber (Z):** A block representing the combustion process.
- Mixture Supply (H):** A block representing the supply of mixture.
- Flame (G):** A block representing the flame dynamics.
- Oscillating Burning Rate:** A block representing the oscillating burning rate.

The signals and their flow are as follows:

- q_{external} is an input to the Oscillating Burning Rate block.
- The output of the Oscillating Burning Rate block is Δq , which is added to q_{total} at a summing junction.
- q_{total} is the total heat input to the Combustion Chamber (Z).
- The output of the Combustion Chamber (Z) is the pressure p .
- The pressure p is the input to the Mixture Supply (H) block.
- The output of the Mixture Supply (H) block is q_1 , which is the input to the Flame (G) block.
- The output of the Flame (G) block is Δq , which is fed back to the Oscillating Burning Rate block.

15

Quando non è innescato il rumore, la fiamma appare ben definita mentre, in presenza di rumore questa appare sfuocata. La sfocatura è causata dalle alte frequenze di oscillazione della fiamma che l'occhio non riesce a percepire. In questo fenomeno si ha un accoppiamento tra vibrazione della fiamma e oscillazioni di pressione. Schematicamente il problema può essere studiato rappresentando con uno schema a blocchi chiuso una caldaia a condensazione formata da: camera di combustione, fiamma e alimentatore di miscela (Figura 1.3) [13] [14].

Z, H e G sono le funzioni di trasferimento di pressione e velocità acustica rispettivamente della camera di combustione, del sistema di iniezione, della miscela e della fiamma. Le funzioni di trasferimento sono definite attraverso il calcolo delle impedenze acustiche, e determinano la risposta di ognuna di queste parti di sistema ad un input.

La risposta di una parte di sistema è l'input di quella successiva. Il sistema diventa instabile quando l'oscillazione della pressione è sostenuta, anche se non è applicato nessun input esterno ($q_{external}=0$).

Per avere instabilità devono essere contemporaneamente verificate le seguenti condizioni:

$$|Z||G||H| > 1 \quad (1.8)$$

$$Phase(Z) + Phase(G) + Phase(H) = 0 \pm 360^\circ \quad (1.9)$$

Questa metodologia, che è proposta come metodo previsionale, in realtà richiede per il calcolo delle impedenze, la misura di pressione e velocità di ogni componente presente nella caldaia a condensazione. Inoltre la misura di pressione e velocità della fiamma non è semplice a causa delle alte temperature alle quali sono sottoposti i trasduttori. Quindi utilizzando questo metodo si deve comunque prima costruire il bruciatore, poi eseguire le misure di impedenza per verificare se montandolo su di un certo sistema, si verificano i fenomeni di instabilità che generano rumore.

1.3.2 L'analisi biforciale

L'analisi biforciale è una tecnica numerica innovativa che negli ultimi anni è stata utilizzata anche per lo studio della stabilità dei bruciatori utilizzati nelle caldaie a condensazione. L'analisi biforciale è un'analisi non lineare e, pertanto, a differenza delle analisi di stabilità lineare, consente di valutare l'eventuale presenza di comportamenti dinamici e delle loro proprietà (ampiezza e frequenza), al variare dei parametri sia operativi che di progetto [8] [9].

L'identificazione dei parametri critici e, cioè, dei parametri che più di tutti influenzano e scatenano il comportamento dinamico, permette di caratterizzare anche il meccanismo chimico-fisico che sottende il fenomeno dinamico.

Lo studio del comportamento del bruciatore è stato condotto partendo dall'assunto che il "rumore" sia il risultato di instabilità della fiamma stessa. Di conseguenza, lo studio teorico è centrato prevalentemente alla valutazione delle condizioni di stabilità della fiamma e, quindi, della reazione di combustione al variare delle condizioni operative.

In breve la teoria delle biforcazioni consiste in una fase chiamata “Continuazione”, che consiste nell’identificazione di tutte le possibili soluzioni operative (stazionarie e dinamiche) di un processo in funzione di un parametro, e una seconda fase che prevede l’analisi di stabilità di tali soluzioni.

Per capire meglio questa analisi si introducono alcune definizioni.

I cambiamenti che si hanno in un sistema possono essere:

- *Quantitativi*: variando i parametri in ingresso (variabili operative) trovo condizioni stabili diverse (parametri di funzionamento).
- *Qualitativi*: piccole variazioni di un parametro generano cambiamenti “catastrofici” delle condizioni operative. Ad esempio da stato stazionario si passa ad avere delle oscillazioni che possono essere stabili o dinamiche.

Una soluzione a regime può avere dei punti operativi del tipo:

$$\frac{dy}{dt} = f(y, p) \quad (1.10)$$

dove y è lo spazio delle variabili operative, e p è lo spazio dei parametri.

Questi punti possono essere:

- *Punti stazionari*: le variabili operative non variano nel tempo. I punti stazionari possono essere di due tipologie:
 - *Fuochi*: si arriva ad avere una condizione stazionaria dopo un transitorio oscillante.
 - *Nodo*: si arriva a regime con un transitorio non oscillante.
- *Regimi dinamici*: le variabili operative variano nel tempo in maniera più o meno regolare. Si possono ottenere:
 - *Soluzioni periodiche*
 - *Soluzioni aperiodiche*
 - *Soluzioni quasi-periodiche*
 - *Soluzioni caotiche*.

Sia gli stati stazionari che quelli dinamici possono essere:

- *Stabili*: piccole perturbazioni in un intorno del dominio non fanno allontanare la soluzione dal punto di regime.
- *Asintoticamente stabili*: a partire da certe condizioni iniziali il sistema nel tempo tende sempre ad una determinata soluzione.

Quando un processo può essere caratterizzato dalla coesistenza di più stati (stazionari e dinamici), si ha una molteplicità di soluzioni e lo stato operativo finale è determinato dalle condizioni iniziali del sistema.

Il metodo delle biforcazioni consente principalmente di:

- Individuare i parametri alla base dell’insorgere delle oscillazioni (ad esempio tempo di residenza, temperatura dell’acqua, etc.) in modo da poter essere tradotti eventualmente in caratteristiche progettuali (es.: portata, velocità, da questa, nota la portata del flusso, si può dimensionare la sezione di passaggio attraverso la quale scorre il flusso).
- Avere come risultato il diagramma delle soluzioni o di biforcazione, cioè una mappa n-dimensionale che individua le zone stazionarie stabili,

stazionarie instabili e dinamiche stabili, in funzione dei parametri esaminati.

- Fornire risultati quantitativi che, pur non avendo lo stesso grado di dettaglio di una simulazione solo fluidodinamica (o solo chimica, o termica), consentono di individuare quali parametri pesano nell'insorgere del fenomeno oscillatorio studiato, in modo da isolare i parametri critici per la progettazione o per un'eventuale analisi di dettaglio con gli strumenti di calcolo tradizionale.

Per eseguire un'analisi biforcazionale è necessario:

- I. Modellare il processo
- II. Definire i parametri operativi di progetto
- III. Calcolare la dinamica delle soluzioni (metodo della continuazione)
- IV. Interpretare il diagramma delle biforcazioni

La fase più importante è lo sviluppo di un modello matematico adeguato alla descrizione del processo in esame e sufficientemente semplice per l'analisi di continuazione. Un modello adeguato a descrivere condizioni stazionarie può non essere adeguato in condizioni di funzionamento dinamiche.

In generale un combustore può essere rappresentato come una serie di reattori ideali di tipo well-stirred (WSR) e plug-flow (PFR). I reattori di tipo WSR sono reattori in cui si ha una perfetta miscelazione tra i reagenti all'interno del volume di controllo. Il PFR (in italiano reattore di flusso a "pistone") è un reattore in cui la reazione chimica si sviluppa all'interno del reattore a forma di tubo e la concentrazione dei reagenti aumenta all'aumentare della coordinata spaziale assiale.

Questo "Network" è costruito sull'assunzione che i combustori possono essere divisi in diverse zone:

- Zona di miscelazione
- Zona di ricircolo
- Zona di combustione
- Zona di post-combustione

La zona più importante è quella di combustione e può essere descritta con un reattore WSR. Questa modellazione è stata ampiamente utilizzata per lo studio dell'accoppiamento tra acustica e produzione di calore e per analizzare come la cinetica di combustione governi le oscillazioni.

Per lo studio delle oscillazioni di natura termocinetica, la combustione viene isolata dagli altri fenomeni presenti nel processo reale come il miscelamento, l'acustica e la fluidodinamica, modellando la zona di combustione come perfettamente miscelata. In questo modo è possibile considerare esclusivamente le instabilità legate alla termo-cinetica trascurando quelle legate alla fluidodinamica, al miscelamento e all'acustica.

I parametri possono essere classificati in parametri per i quali il comportamento del sistema si modifica qualitativamente (parametri di biforcazione), e in parametri per i quali il comportamento del sistema si modifica quantitativamente.

I parametri operativi e di progetto devono poi essere riconosciuti come:

- *Aggiustabili*: parametri che possono essere variati in fase di progetto, installazione o esercizio.
- *Fissi*: parametri che non possono essere modificati.

Ad esempio nel caso di un'analisi per la valutazione delle oscillazioni di natura termo-cinetica, il coefficiente di scambio termico, il rapporto stechiometrico, il tempo di residenza rappresentano tutti parametri di biforcazione aggiustabili.

Il metodo della continuazione prevede il calcolo di una soluzione al variare di un parametro θ partendo da una soluzione nota.

$$f(x, \theta) = 0 \quad (1.11)$$

Si caratterizza la stabilità mediante l'analisi degli autovalori dello Jacobiano (punti stazionari), o dei moltiplicatori di Floquet (soluzioni dinamiche). Questo processo è computazionalmente molto oneroso.

Come risultato dell'analisi biforcazionale si ottengono delle mappe di stabilità in cui si hanno delle regioni di esistenza delle oscillazioni, che saranno caratterizzate da una certa ampiezza e da una certa frequenza.

Al variare dei parametri è possibile trovare biforcazioni di diverso tipo; ad ogni biforcazione corrisponde un passaggio da un certo stato ad un altro. Ad esempio la biforcazione di "Hopf" è un punto in cui da uno stato stazionario al variare di un parametro nasce un regime oscillante.

In Figura 1.4 viene riportato un esempio delle mappe di stabilità che si ottengono con un'analisi biforcazionale.

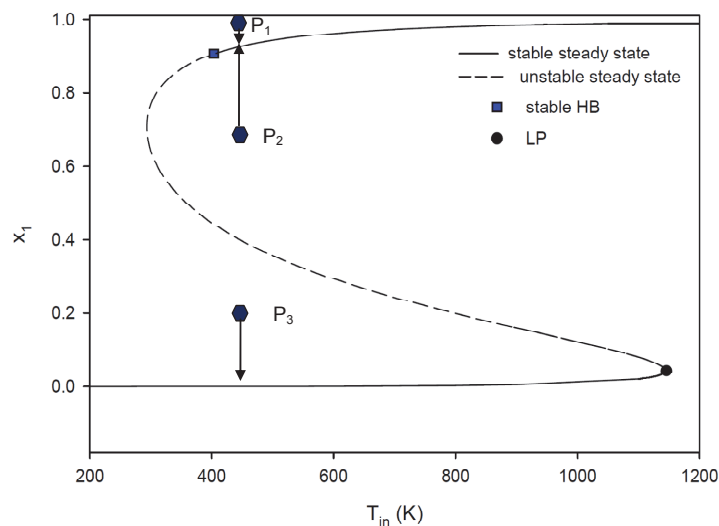


Figura 1.4 - Mappa di stabilità della conversione della miscela in funzione del coefficiente stechiometrico λ (Grafici gentilmente concessi da Worgas S.r.l.)

Il quadrato indica il punto di biforcazione di Hopf che divide una zona stazionaria stabile da una dinamica stabile, mentre il cerchio indica il punto limite che divide una zona con soluzioni stazionarie stabili da una con soluzioni stazionarie instabili. Le linee continue sono il luogo dei punti dei possibili stati di regime stazionari stabili, mentre la linea tratteggiata è il luogo dei punti degli stati stazionari instabili. Per capire quale condizione di regime si raggiunge è

necessario analizzare le condizioni iniziali del sistema. Le condizioni iniziali P1 e P2 daranno ad esempio la medesima condizione di regime stazionaria stabile, mentre il punto P3 darà una condizione di regime stazionaria stabile non ignita. Nel caso in cui la condizione iniziale porti ad un regime oscillante stabile si potranno analizzare ampiezze e frequenze nel grafico riportato in Figura 1.5. Le ampiezze e le frequenze di oscillazioni instabili determinano sempre lo spegnimento della fiamma.

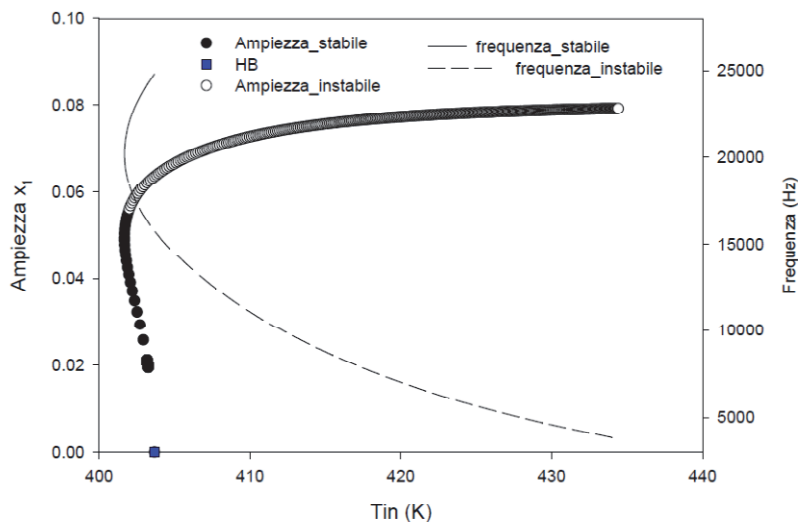


Figura 1.5 - Ampiezza e frequenza di oscillazione al variare della temperatura di ingresso della miscela a partire dal punto HB (Grafici gentilmente concessi da Worgas S.r.l.)

1.3.3 Metodi previsionali numerici

Il rumore della combustione, come quello di natura aerodinamica, nasce dalla propagazione di un disturbo attraverso un fluido comprimibile (solitamente aria), che può essere causato da un movimento di un oggetto o del fluido in un punto dello spazio in un dato istante. Il disturbo genera una fluttuazione di pressione del fluido e quindi della densità, che si propaga all'esterno dalla sorgente alla velocità del suono caratteristica del fluido. La misura della fluttuazione di pressione determina il livello di pressione sonora presente nel dominio.

Con l'utilizzo di tecniche fluidodinamiche computazionali (CFD), attraverso una simulazione completa del campo di moto, sarebbe idealmente possibile predire la fluttuazione di pressione a qualsiasi distanza dalla sorgente. Il calcolo del campo vicino, medio e lontano di rumore direttamente con una simulazione CFD, richiede però di comprendere nel dominio di calcolo sia il campo vicino che quello lontano, il che risulta per problemi di grande scala eccessivamente oneroso in termini computazionali [15]. Inoltre risolvere accuratamente la propagazione delle onde acustiche impone una diminuzione dei time-step temporali. In base alla scelta del tempo totale di simulazione e del time step vengono definite la frequenza di campionamento e la larghezza di banda degli spettri delle variabili calcolate. Il tempo totale deve essere impostato almeno pari a diverse volte il tempo di vita medio (tempo di permanenza) delle strutture turbolente del moto più grandi. Il time-step deve essere impostato in modo da assicurare sia la frequenza

di campionamento necessaria per le analisi acustiche, che un valore medio rms del numero di Courant (Vedi formula (1.32)) compreso tra 0.5 e 2 [1]. Oltre ad una maggiore risoluzione nel tempo è necessario anche che la mesh CFD sia sufficientemente dettagliata da assicurare un numero di elementi adeguato alla descrizione della propagazione dell'onda acustica, in modo da evitare smorzamenti numerici. Tutti questi accorgimenti rendono la simulazione diretta del campo acustico molto dispendiosa dal punto di vista delle risorse di calcolo e dal punto di vista della memoria fisica necessaria al salvataggio dei dati.

L'acustica di "Campo vicino", ovvero la zona in cui si ha la maggiore variazioni di pressione e velocità e quindi il massimo livello di rumore, viene risolta utilizzando una simulazione nel tempo accurata delle equazioni di Navier-Stokes comprimibili, in modo da analizzare direttamente il campo vicino di rumore e i suoi effetti sul campo di moto. In questo modo le risorse di calcolo richieste vengono limitate e allo stesso tempo, se presente, viene calcolato l'accoppiamento tra acustica e fluidodinamica. Un esempio può essere una camera di combustione in cui le oscillazioni del fronte di fiamma generano rumore, il quale a sua volta modifica le oscillazioni stesse.

Per risolvere l'acustica del "Campo lontano", ovvero il livello di rumore presente ad una certa distanza dalla sorgente, la simulazione diretta richiede tempi di calcolo e risorse di memoria fisica impossibili da gestire per applicazioni industriali. Un procedimento più pratico per il calcolo del rumore in campo lontano è quello di creare un modello di calcolo ibrido che accoppia ad una simulazione termofluidodinamica CFD transiente (di tipo LES, URANS, DES, SAS o DNS (Appendice A)), un codice acustico (BEM, ESM, APE (Appendice B)) appositamente realizzato per problemi di propagazione delle onde acustiche (Simulazione ibrida CFD/CTA). La realizzazione del modello CFD/CTA parte dalla risoluzione di una simulazione CFD assumendo che il fluido sia un gas incomprimibile. Dalla soluzione della simulazione CFD transiente sono poi calcolate le condizioni al contorno e le sorgenti acustiche che saranno utilizzate dal codice acustico per risolvere la versione non omogenea dell'equazione di Helmholtz. Questo procedimento separa la sorgente di rumore dalla sua propagazione trattando il problema come debolmente accoppiato, ovvero viene considerata l'influenza che la termofluidodinamica ha sull'acustica, ma non l'influenza che l'acustica ha sulla termofluidodinamica. La propagazione della perturbazione nel campo acustico lontano può essere risolto sfruttando l'analogia acustica di Lighthill [16] [17], le equazioni di Eulero linearizzate o il metodo di Kirchhoff [18].

1.3.3.1 Teoria aeroacustica di Lighthill

Il rumore aerodinamico è generato da un flusso d'aria che può avere delle fluttuazioni come risultato dell'instabilità generata, per bassi numeri di Reynolds, da vortici regolari (es. strumenti a fiato), e per alti numeri di Reynolds, da un irregolare moto turbolento (es. turbomacchine, sirene).

La generazione del rumore aerodinamico che nasce da un flusso dipende dal meccanismo di conversione dell'energia cinetica degli sforzi di taglio che si originano a causa della viscosità tra strati adiacenti di fluido, in energia acustica, quindi in onde longitudinali fluttuanti.

L'analogia acustica di Lighthill [16] [17] si basa sulla possibilità di stimare il campo acustico dai risultati dell'analisi dettagliata del flusso senza considerare l'influenza che l'acustica ha a sua volta sulla fluidodinamica. Da vari esperimenti è stato evidenziato, infatti, che le fluttuazioni fluidodinamiche prevalgono in maniera rilevante su quelle acustiche e quindi si può considerare che quest'ultime non influenzino il campo fluidodinamico. La teoria che sarà presentata è quindi valida per il suono irradiato all'aperto o nei casi in cui l'interazione tra fluido e acustica è trascurabile. Oltre all'eventuale accoppiamento tra fluido e acustica non vengono considerati l'effetto delle riflessioni, della diffrazione e dell'assorbimento dovuti alla presenza di superfici solide. La presenza di questi effetti potranno comunque essere schematizzati in successivamente alla luce delle conoscenze esistenti.

Si considera che il flusso di fluido fluttuante occupi una parte limitata del volume complessivo di fluido considerato in quiete. Inoltre la variazione di densità nel flusso è molto diversa rispetto a quella del fluido in quiete, quindi si potranno considerare due sistemi di equazioni separati, dove le forze esterne fluttuanti che nascono dal flusso, agiscono sul fluido in quiete nel quale il suono irradiato seguirà le leggi dell'acustica. Questa schematizzazione può essere meglio compresa considerando l'equazione di conservazione della quantità di moto nella formulazione proposta da Reynolds. Reynolds considera la variazione della quantità di moto contenuta all'interno di una regione fissa dello spazio, come la combinazione degli sforzi applicati sui confini del dominio p_{ij} e il flusso che attraversa il confine stesso. Quest'ultimo contributo può essere considerato come un sistema di tensioni aggiuntivo $\rho v_i v_j$ chiamato tensore del momento di flusso o "*Fluctuating Reynolds stresses*" per distinguerlo dal valore medio $\rho \bar{v}_i \bar{v}_j$ chiamato "*Reynolds stress*" nella teoria della turbolenza. Questo tensore rappresenta la quantità di moto in direzione x_j che attraversa la superficie con normale in direzione x_i (dove i e j identificano le direzioni principali del sistema di riferimento x, y e z utilizzato). L'equazione della quantità di moto di Reynolds in ogni punto dello spazio varia in base alla combinazione del tensore degli sforzi reali $\tau_{ij} = p \delta_{ij}$, costituiti dalla combinazione della pressione idrostatica, degli sforzi viscosi e degli sforzi di Reynolds fluttuanti applicati ad un fluido in quiete. D'altra parte un mezzo uniforme in quiete è soggetto esclusivamente al semplice campo di pressione idrostatica, la cui variazione sarà proporzionale alla variazione di densità, a meno di una costante di proporzionalità a_0^2 che è il quadrato della velocità del suono. Perciò le fluttuazioni di densità che si verificano in un flusso reale sono esattamente quelle che si hanno in un fluido uniforme in quiete, soggetto ad un sistema esterno di forze applicate pari alla differenza tra gli sforzi effettivi in un fluido reale e gli sforzi in un fluido uniforme in quiete:

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + \tau_{ij} - a_0^2 \rho \delta_{ij} \quad [Pa] \quad (1.12)$$

Si assume che la massa in una data regione varia come il rapporto della quantità di moto totale in ingresso, e che la quantità di moto varia al pari della componente normale in ingresso del sistema di sforzi di Reynolds $\rho v_i v_j$. Il sistema di tensioni esterno T_{ij} contiene non solo la generazione di rumore ma anche la sua convezione con il fluido (parte del termine $\rho v_i v_j$), la sua

propagazione con la variabile velocità, la graduale dissipazione per conduzione (in base alla differenza tra variazione di pressione e variazione di densità e quindi velocità del suono) e la graduale dissipazione per viscosità (contributo viscoso del tensore delle tensioni τ_{ij}). La dissipazione dell'energia acustica in calore dovuta alla viscosità o alla conduzione di calore è un processo lento. Questa caratteristica rende trascurabile il contributo degli sforzi viscosi.

Per fluidi in cui il campo di temperatura è quasi uniforme le differenze tra campo di pressione esatto ($p\delta_{ij}$) e approssimato ($a_0^2\rho\delta_{ij}$) è anch'esso trascurabile e il principale contributo alla generazione di rumore è dato dagli sforzi di Reynolds fluttuanti .

Riassumendo ogni eccitazione o forzante (T_{ij}) è costituita da moti locali alternativi turbolenti ($\rho v_i v_j$) e da fenomeni di compressione e rarefazione dell'aria ($p_{ij} - a_0^2\rho\delta_{ij}$).

Il meccanismo di conversione dell'energia da energia cinetica nata dal moto di taglio fluttuante che si origina tra due strati di fluido adiacenti, in energia acustica legata al moto fluttuante longitudinale può essere schematizzato in tre diversi modi:

- I. Facendo fluttuare una massa fissata in una certa regione di spazio (diaframma di una cassa)
- II. Facendo variare la quantità di moto in un punto fisso dello spazio (vibrazioni strutturali di un corpo al quale è applicato una forzante)
- III. Forzando la variazione del flusso della quantità di moto attraverso una superficie fissa, come quando il suono è generato aerodinamicamente senza movimento delle superfici di contorno.

Ognuno di questi metodi è meno efficiente di quello precedente e la verità di quest'affermazione aumenta con il diminuire della frequenza, o meglio con l'aumentare della lunghezza d'onda del suono prodotto. La spiegazione fisica delle affermazioni precedenti è che ogni moto forzato in una scala confrontabile con la lunghezza d'onda, è bilanciato parzialmente da un moto reciproco locale, o onde stazionarie, e parzialmente dalla compressione e rarefazione dell'aria i quali effetti si propagano all'esterno. Matematicamente, la differenza è tra il campo di una sorgente acustica monopolo e di un dipolo acustico, che rappresentano le fluttuazioni in un punto rispettivamente di massa e quantità di moto. Queste situazioni possono essere associate ai primi due casi di conversione dell'energia elencati, e tali moti possono essere rappresentati come dovuti rispettivamente alla distribuzione di sorgenti monopoli e dipoli rispettivamente. Per il terzo metodo deve essere determinata la radiazione dovuta alla parte di fluttuazione del flusso della quantità di moto che non è bilanciato da un moto locale reciproco. Matematicamente deve essere trovata la distribuzione di quadrupoli acustici che generano un certo campo di radiazione acustica. Un dipolo è come una forza concentrata fluttuante; ne segue che un campo di tensioni prodotto da forze uguali e contrarie su entrambi i lati di un piccolo elemento di fluido, è equivalente a una distribuzione di quadrupoli aventi una forza istantanea per unità di volume proporzionale alle tensioni locali.

In generale un quadrupolo può essere considerato come una coppia di dipoli uguali ed opposti, avente un asse su una direzione e una posizione relativa su di

una direzione diversa; queste due direzioni sono chiamate gli assi del quadrupolo. Quando gli assi coincidono il quadrupolo può essere chiamato longitudinale, quando sono perpendicolari può essere chiamato laterale.

Il campo di tensioni emette un suono come tre campi quadrupolo con ampiezza T_{i1} , T_{i2} e T_{i3} nelle direzioni X_1 , X_2 e X_3 . Questi campi di quadrupoli possono essere considerati come un unico quadrupolo avente come intensità il tensore T_{ij} . Ognuno dei nove elementi che compongono il tensore è un quadrupolo avente come ampiezza lo scalare del tensore T_{ij} , e come direzione x_i e x_j . Quindi si avranno tre quadrupoli longitudinali (es. T_{11} con asse in x_1) e tre laterali (es. $2T_{23}$ con asse in x_2 e x_3). Il contributo totale all'intensità del quadrupolo dato dagli sforzi viscosi presenti nel tensore è molto piccolo.

Dunque si può concludere che ogni flusso turbolento può essere considerato acusticamente come una distribuzione di quadrupoli posizionati in un mezzo uniforme a riposo, la cui intensità per unità di volume è data dalla (1.12).

Definite le grandezze fluidodinamiche necessarie per il calcolo delle sorgenti acustiche, è necessario determinare come queste sorgenti devono essere utilizzate dai solutori acustici utilizzati per determinare il campo sonoro.

La propagazione del suono in un flusso medio uniforme, senza sorgenti e forze esterne, è governato dalle seguenti equazioni:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + a_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho &= 0\end{aligned}\tag{1.13}$$

dove ρ rappresenta la densità, v_i la velocità in direzione x_i , a_0 la velocità del suono in un flusso medio uniforme. La prima è l'equazione di continuità, la seconda è l'equazione approssimata del bilancio della quantità di moto, mentre la terza deriva dall'eliminazione di ρv_i dalle altre due.

L'equazione esatta della quantità di moto nella forma di Reynolds in un fluido medio uniforme, non soggetto a forze esterne è la seguente:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij}) = 0\tag{1.14}$$

dove p_{ij} è il tensore degli sforzi di compressione ("*compressive stress tensor*"), rappresentante la forza in direzione x_i agente su una porzione di fluido, per unità di superficie con versore in direzione x_j .

Le equazioni di un fluido arbitrario in moto possono essere quindi riscritte come equazioni della propagazione del suono in un fluido medio uniforme in quiete con l'applicazione esterna di forze fluttuanti (1.15), dove lo sforzo istantaneo applicato in ogni punto del campo di moto è dato dalla relazione (1.12).

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) &= 0 \\
\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + a_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} &= -\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \\
\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho &= \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}
\end{aligned} \tag{1.15}$$

Inoltre se si considera un gas stokesiano si considera un fluido che verifica le seguenti ipotesi:

- I. T_{ij} è una funzione continua dello stato termodinamico locale
- II. A riposo la tensione è data dalla pressione idrostatica, cioè $T_{ij} = -p\delta_{ij}$
- III. È isotropo, cioè non ha direzioni preferenziali e quindi la relazione funzionale tra tensioni e deformazioni è indipendente dall'orientamento
- IV. È omogeneo

Per un gas stokesiano il tensore degli sforzi p_{ij} è dato in termini di campo di velocità dalle equazioni

$$p_{ij} = p\delta_{ij} + \mu \left\{ -\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right\} \tag{1.16}$$

dove μ [Pa s] è la viscosità dinamica. Per scopi pratici l'aria atmosferica può essere presa come gas stokesiano.

Se si assume che gli sforzi viscosi in T_{ij} possono essere ignorati, allora si può notare che a bassi numeri di Mach, sapendo che ogni differenza di temperatura tra il flusso e l'aria esterna al dominio fluido è dovuta semplicemente al riscaldamento o raffreddamento "cinetico" (riscaldamento dovuto dallo sfregamento (*friction*) del fluido o raffreddamento dovuto alla rapida accelerazione del fluido stesso), T_{ij} è approssimativamente $\rho_0 v_i v_j$ con un errore proporzionale al quadrato del numero di Mach

$$T_{ij} \cong \rho_0 v_i v_j \quad [Pa] \tag{1.17}$$

dove ρ_0 è la densità dell'aria a temperatura ambiente.

Gli altri termini che compongono il tensore di Lighthill diventano importanti nel caso in cui la velocità del suono media locale varia largamente nel fluido, a causa della non omogeneità della temperatura o della composizione del fluido. Questo fenomeno può essere visto come un'amplificazione del suono prodotto dalla turbolenza.

Il principale termine presente in T_{ij} oltre al flusso di quantità di moto ($\rho v_i v_j$) è $(p - a_0^2 \rho) \delta_{ij}$ in cui non compaiono gli sforzi viscosi poiché, come già discusso, sono trascurabili. Il campo acustico che nasce da questo termine è provocato dalla fluttuazione di pressione turbolenta che non è bilanciata dal multiplo $a_0^2 \rho$

della fluttuazione locale di densità. In un punto del fluido in cui la velocità media del suono è $\bar{a}$, la fluttuazione di pressione, che può essere considerata quasi adiabatica, è approssimativamente pari a $(\bar{a}^2)$ volte la fluttuazione di densità. Queste considerazioni portano ad avere la seguente uguaglianza

$$(p - a_0^2 \rho) \delta_{ij} = \left(1 - \frac{a_0^2}{\bar{a}^2}\right) p \delta_{ij} \quad (1.18)$$

dove il termine di destra ha una forza per unità di volume pari a

$$\left(1 - \frac{a_0^2}{\bar{a}^2}\right) \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.19)$$

Quando $(\bar{a})^2 \gg a_0^2$ (ad esempio nel caso di flussi molto più caldi dell'aria atmosferica) la (1.19) può essere semplificata come segue:

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.20)$$

Determinate le equazioni e le forzanti in gioco rimane da determinare un criterio per determinare come i quadrupoli possono essere distribuiti nello spazio di dominio fluido.

In un dato istante di tempo la velocità (e quindi anche il flusso della quantità di moto) ha una elevata variazione casuale con la posizione attraverso il flusso turbolento. Per due punti nel campo di moto abbastanza vicini tra di loro le rispettive velocità sono simili e diventano uguali nel momento in cui i due punti coincidono, dimostrando che esistono delle correlazioni statistiche nel moto. Viene definita una distanza D , corrispondente al diametro del vortice di turbolenza più grande, tale per cui i valori di velocità (e di T_{ij}) in punti separati da una distanza maggiore di D sono scorrelati. Quindi è possibile dividere il dominio fluido in vari sottodomini non sovrapposti all'interno dei quali i quadrupoli fluttuano in fase, perché correlati e quindi possono essere sostituiti da un singolo quadrupolo al centro del volume stesso, la cui forza è V volte la forza locale di un singolo quadrupolo. Procedendo in questo modo si ottiene un quadrupolo per ogni regione fra di loro scorrelati. Allora il campo di intensità sonora è dato dalla somma dei campi di intensità delle singole regioni che compongono il dominio. Da notare che in questo modo non vengono considerati i tempi di ritardo con i quali le varie sorgenti quadrupolo emettono rumore. Questa semplificazione è valida esclusivamente per bassi numeri di Mach in quanto, per alti numeri di Mach il valore della velocità del suono a_0 è simile alla velocità del flusso e gli sfasamenti temporali delle sorgenti non possono più essere trascurati complicando ulteriormente la trattazione. Per semplificare il problema si utilizza un sistema di riferimento mobile che minimizza la differenza tra gli sfasamenti temporali delle sorgenti.

1.3.3.2 Riformulazione della teoria di Lighthill proposta da Curle

Le presenza di superfici di contorno rigide provocano sul campo sonoro una duplice influenza [19]:

- Il campo acustico generato dai quadrupoli viene riflesso e diffratto dai contorni rigidi
- Le superfici rigide di contorno applicano sul fluido un campo di forze che può essere modellato come un campo di dipoli acustici distribuiti sulle superfici stesse.

Le superfici rigide rappresentano il limite di distribuzione dei quadrupoli di Lighthill. Queste sorgenti possono essere collocate esclusivamente all'interno di un volume nel quale sono libere di muoversi nello spazio, e nel caso si abbiano delle superfici, che ne vincolano alcuni movimenti, il quadrupolo diventa un dipolo acustico.

In acustica i dipoli corrispondono a forze applicate esternamente, e tali forze agiscono tra fluido e confini rigidi. Per considerare queste sorgenti si deve elaborare una nuova soluzione dell'equazione d'onda non omogenea:

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \int \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \frac{dy}{|x - y|} + \frac{1}{4\pi} \int \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} \rho + \frac{1}{a_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right\} dS(y) \quad (1.21)$$

In questa equazione le quantità $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}$, $\frac{\partial \rho}{\partial n}$, ρ , $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ sono caratterizzate dal medesimo tempo di ritardo $t - r/a_0$, dove $r = |x - y|$ è la distanza dalla sorgente del punto dove si vuole ricavare il campo acustico e n è il versore normale uscente dal fluido.

Questa espressione consiste in un integrale di volume sul campo di moto relativo alla soluzione di Lighthill più un integrale di superficie sui contorni.

L'integrale di superficie include forze dovute all'impatto delle onde sonore, generate dai quadrupoli, sulle superfici solide, e dovute al flusso fluidodinamico stesso, compresa la turbolenza.

Questo integrale rappresenta perciò un'estensione della teoria di Lighthill, necessaria quando si considera il dominio fluido confinato, ed è equivalente al rumore generato da una distribuzione di dipoli rappresentante le forze fluttuanti con le quali i confini rigidi agiscono sul fluido.

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \int \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \frac{dy}{|x - y|} \quad (1.22)$$

Questa non è esattamente la forma con cui Lighthill espresse il suo risultato, ma è facilmente riconducibile ad essa considerando il campo di quadrupoli come quattro campi sorgente separati ma vicini. Ciò porta alla forma alternativa della (1.22).

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \frac{T_{ij} \left(y, t - \frac{|x - y|}{a_0} \right)}{|x - y|} dy \quad (1.23)$$

Se $|x|$ è sufficientemente grande, ovvero è almeno a qualche lunghezza d'onda acustica, allora la (1.23) può essere semplificata come

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \int \frac{(x_i - y_i)(x_j - y_j)}{|x - y|^3} \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} T_{ij} \left(y, t - \frac{|x - y|}{a_0} \right) dy \quad (1.24)$$

Inoltre se $|x|$ confrontato con la dimensione caratteristica del campo di moto è grande, allora $|x| \gg |y|$ e la (1.24) si riduce a

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{x_i x_j}{x^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int T_{ij} \left(y, t - \frac{|x - y|}{a_0} \right) dy \quad (1.25)$$

Ora applicando due volte il teorema della divergenza al primo termine della (1.21), riscrivendo il secondo termine in una forma più conveniente, sostituendo $T_{ij} = \rho v_i v_j + p_{ij} - a_0^2 \rho \delta_{ij}$ e considerando la velocità normale delle superfici pari a zero (condizioni al contorno di velocità nulla), si ottiene l'espressione (1.26).

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \frac{T_{ij} \left(y, t - \frac{r}{a_0} \right)}{r} dy - \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int \frac{P_i \left(y, t - \frac{r}{a_0} \right)}{r} dS(y) \quad (1.26)$$

dove:

$$P_i = -l_j p_{ij} \quad (1.27)$$

L'equazione (1.26) rappresenta il risultato fondamentale della teoria di Curle; il primo termine è relativo alla soluzione della teoria di Lighthill della turbolenza mentre il secondo termine è equivalente al rumore generato in un flusso medio in quiete da una distribuzione di dipoli di forza P_i per unità d'area in direzione x_i .

Il campo sonoro è perciò quello che potrebbe essere generato, in un ipotetico flusso medio in quiete non confinato, da una distribuzione di quadrupoli T_{ij} nel campo di moto, all'esterno dei corpi rigidi, e da una distribuzione superficiale di dipoli P_i agente sulle superfici rigide.

Per applicazioni a bassi numeri di Mach, l'aria può essere compressa dalle variazioni di pressione legati ai fenomeni acustici. Il campo di pressione sulla parete è decomposto in due parti fondamentali:

1. Una parte sinusoidale chiamata pressione idrodinamica
2. una componente acustica.

La pressione idrodinamica varia secondo ρU^2 , mentre la componente acustica con Ma^4 . Nel caso si abbia un basso numero di mach il campo di pressione sulla superficie è determinato esclusivamente dalla pressione idrostatica. Inoltre per una regione di fluido in cui la turbolenza e le strutture rigide sono dello stesso ordine di grandezza, cioè per un basso numero di Helmholtz ($1 < H_e < 2\pi$) definito come:

$$H_e = kL = \frac{2\pi f D}{C_0} \quad (1.28)$$

Il contributo acustico al campo di pressione di parete è irrilevante per il calcolo del contributo di dipolo dato dall'analogia di Curle.

In queste condizioni il fluido può essere quindi modellato come incomprimibile.

Contrariamente il calcolo del rumore prodotto dalla turbolenza che interagisce con geometrie non compatte richiede che lo “scattering” acustico sia preso in considerazione per il modello fluido. Questo comunque non è solitamente il caso di bassi numeri di Mach per il quale il modello con fluido incomprimitibile è più efficiente e preferibile.

In caso di superfici non compatte, certi codici di calcolo per l’acustica, permettono di utilizzare direttamente come condizione al contorno il dipolo incomprimitibile, poiché applicano a posteriori alla sorgente una correzione in frequenza che tiene conto della comprimibilità del flusso [20].

1.3.3.3 Metodo di Kirchhoff

Questo metodo si basa sulla scoperta di Kirchhoff e Helmholtz che mostra come la radiazione acustica generata in una parte limitata dello spazio possa essere descritta chiudendo questa regione di spazio con una superficie di controllo chiamata superficie di Kirchhoff [8]. In questo modo il campo sonoro può essere calcolato attraverso l’imposizione sulla superficie di una distribuzione di monopoli e dipoli; ciò è possibile esclusivamente se nel dominio, interno o esterno alla superficie di controllo, non sono presenti sorgenti aggiuntive a quella in esame (equazione di Helmholtz omogenea) e il mezzo è omogeneo.

L’intensità del campo sonoro all’interno del volume può essere determinata esclusivamente se si conoscono rispettivamente la velocità normale (monopoli) e la pressione (dipoli). Una modifica di questo metodo permette di calcolare la pressione direttamente dalla distribuzione di velocità sulla superficie, come avviene ad esempio nei codici numerici BEM.

Per utilizzare questo metodo è fondamentale il posizionamento della superficie di controllo; essa deve essere posizionata in una regione dello spazio in cui il mezzo è uniforme. Se la sorgente acustica in esame è grande e la superficie di controllo non può essere posizionata in un mezzo omogeneo, si hanno degli errori di calcolo del campo acustico [21].

Per valutare se la superficie è adatta, viene calcolata la potenza acustica dall’intensità acustica misurata sulla superficie di controllo. La potenza risulterà indipendente dall’estensione e dalla posizione della superficie se contiene tutte le sorgenti acustiche in esame. Quindi se variando la superficie, si arriva ad uno stesso valore di potenza acustica, si ha un mezzo omogeneo e quindi una superficie di controllo adatta alla modellazione del problema.

Può accadere che non sia possibile ottenere una superficie di controllo adeguata, per questo sono nati dei metodi che permettono di considerare il mezzo in cui avviene la propagazione acustica non omogeneo. Uno di questi è il “dual reciprocity” BEM (DRBEM) (Appendice B).

1.3.3.4 Equazioni di Eulero linearizzate

Le equazioni di Eulero linearizzate sono un’estensione della teoria di Lighthill e permettono di ottenere buone soluzioni numeriche partendo dalle condizioni di perturbazione del flusso [18]. Permettono di tenere in considerazione la diffrazione data dal flusso medio e sono relativamente facili da risolvere numericamente. Si considerino piccoli disturbi imposti in un flusso mediamente

uniforme di densità ρ_0 pressione p_0 e velocità lungo l'asse x u_0 . Le equazioni di Eulero per un modello bidimensionale sono del tipo:

$$\frac{\delta U}{\delta t} + \frac{\delta F}{\delta x} + \frac{\delta G}{\delta y} = S \quad (1.29)$$

dove

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ u \\ v \\ p \end{bmatrix}; F = \begin{bmatrix} \rho_0 u + \rho u_0 \\ u_0 u + p/\rho_0 \\ u_0 v \\ u_0 p + \gamma p_0 u \end{bmatrix}; G = \begin{bmatrix} \rho_0 v \\ 0 \\ p/\rho_0 \\ \gamma p_0 u \end{bmatrix} \quad (1.30)$$

dove ρ , u , v e p sono le variabili del campo acustico, γ il rapporto tra i calori specifici c_p/c_v e S rappresenta le sorgenti distribuite non stazionarie presenti nel dominio.

Per flussi comprimibili ad alti numeri di Mach la propagazione acustica può essere influenzata dalle instabilità e le equazioni linearizzate di Eulero non sono il modello matematico più appropriato [21].

1.3.3.5 Simulazione ibrida CFD/CAA del rumore di combustione

Come già discusso, per lo studio in CFD della propagazione delle onde acustiche e il loro effetto sul flusso, è necessario considerare il fluido come comprimibile. Solitamente però per i problemi di combustione a fiamma libera, il fluido può essere considerato incomprimibile, poiché l'interazione tra fluido, fiamma e acustica può essere considerata trascurabile [15]. Questa assunzione semplifica notevolmente le equazioni che governano il problema, permette di diminuire i tempi di calcolo, ed è alla base dell'accoppiamento ibrido tra simulazione termofluidodinamica e acustica [21] [22].

L'approccio ibrido è basato sull'osservazione che per una fiamma turbolenta il Mach globale e locale all'interno della fiamma stessa è basso ($Ma < 0.1$), quindi la velocità del fluido differisce di più di un ordine di grandezza rispetto alla velocità del suono. Oltre alla bassa velocità con cui la miscela esce dal bruciatore, ad aumentare la differenza tra gli ordini di grandezza delle fisiche in gioco, è l'alta temperatura nella regione della fiamma che incrementa di tre volte la velocità del suono (da 340 m/s a oltre 900 m/s). Sfruttando la differenza di velocità tra fluido e propagazione del suono è possibile utilizzare una tecnica specifica per ognuno dei due problemi. Questo permette di considerare il dominio diviso in due regioni: regione sorgente, in cui si esegue un'analisi CFD, e regione di propagazione acustica in cui viene eseguita un'analisi CAA. Soprattutto per sistemi turbolenti con basse velocità di flusso, questa semplificazione è applicabile e permette di ottenere risultati soddisfacenti.

Il modello ibrido è valido esclusivamente quando la perturbazione acustica non interferisce con la fiamma, come accade ad esempio per la combustione in condizione di fiamma libera. Considerare l'interazione acustica d'altra parte permette di descrivere le variazioni di alimentazione della fiamma che possono fornire preziose indicazioni in fase di progettazione delle camere di combustione. La descrizione della generazione di rumore nei sistemi di combustione turbolenti è legata alla fluttuazione di densità, che per bassi numeri di Mach è generata

soprattutto dalle fluttuazioni di produzione di calore che si hanno sul fronte di fiamma.

I problemi termofluidodinamici possono essere descritti attraverso l'utilizzo di diverse metodologie di calcolo ai volumi finiti:

- LES
- RANS
- DNS

L'utilizzo del metodo LES per l'analisi CFD è preferibile perché grazie ai metodi di filtraggio spaziali e temporali delle equazioni di Navier-Stokes, viene completamente risolto esclusivamente l'intervallo di turbolenza desiderato. L'approccio RANS prevede, invece, l'applicazione della media temporale di Reynolds alle equazioni di Navier-Stokes. Con l'utilizzo di questa media, lo spettro turbolento e quindi le strutture di produzione di rumore sono completamente modellate, rendendo l'approccio RANS inadatto alla costruzione di modelli CFD da utilizzare per il metodo ibrido.

L'approccio diretto (DNS) è ancora troppo oneroso dal punto di vista computazionale, in quanto prevede la soluzione diretta delle equazioni di Navier-Stokes e la completa descrizione della scala di turbolenza.

L'utilizzo del LES con l'approssimazione del basso numero di Mach, permette di risolvere ed estrarre nel dominio del tempo tutte le variabili necessarie al calcolo della propagazione delle onde acustiche: velocità del suono, densità, velocità di flusso, sorgenti acustiche. Le componenti del tensore di Lighthill per fluidi reattivi turbolenti, in accordo con la letteratura, sono dominati dalla parte di sorgente attribuita alla densità, che rispetto agli altri termini è più elevato di almeno due ordini di grandezza. In questo modo l'equazione delle onde si riduce a:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = -c^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (1.31)$$

Una volta ottenuti i risultati CFD, la propagazione del suono può essere calcolata con tre diversi approcci, che differiscono da come e da cosa viene utilizzato della simulazione fluido-dinamica:

- Equazioni di perturbazioni acustiche (APE): equazioni che permettono di descrivere la perturbazione del campo acustico all'interno di un fluido reattivo non omogeneo (Appendice B).
- Metodo ai contorni finiti (BEM): calcola il campo sonoro dalle fluttuazioni che si hanno sulla superficie esterna di controllo (Appendice B).
- Metodo delle sorgenti acustiche equivalenti (ESM): calcola le sorgenti all'interno della superficie di controllo in modo tale che queste sorgenti diano sulla superficie una fluttuazione acustica uguale a quella ottenuta con il CFD (Appendice B).

Sia per il BEM che per l'ESM è sufficiente conoscere la condizione al contorno su una superficie chiamata superficie di controllo che dipende dai confini dall'analisi CFD. Le condizioni al contorno sono calcolate con il CFD e sono la distribuzione di velocità o pressione.

Nell'applicazione dell'accoppiamento ibrido CFD/CAA sorgono diversi problemi come l'interfaccia da utilizzare, la risoluzione spaziale e la risoluzione temporale . La mesh del LES ha dimensioni molto più ridotte rispetto a quella acustica, i dati devono essere trasportati da una mesh all'altra con un campionamento puntuale o con un filtro spaziale solitamente rettangolare. Il passaggio dei dati da una mesh più fitta ad una più rada influenza pesantemente i risultati e la correttezza del modello.

Per le simulazioni CFD la limitazione sul time step dipende dal numero di Courant secondo la seguente condizione [1]:

$$\vec{u} * \Delta t_{LES} * \Delta x < \alpha (courant\ number) \quad (1.32)$$

ovvero il prodotto della velocità del flusso lungo una direzione, ad esempio x, moltiplicata per il time-step utilizzato nelle simulazioni, moltiplicata per la lunghezza della cella lungo x, deve essere minore del numero di Courant impostato per la simulazione.

Un metodo acustico funziona bene se il time-step viene mantenuto costante perché ogni interpolazione nel tempo introduce alte frequenze artificiali. Se il time-step acustico richiesto è minore rispetto a quello del LES è possibile fissare il time-step del LES in un punto preciso del tempo come [1]:

$$\Delta t_{CAA} = \Delta t_{LES, cst} < \Delta t_{LES} \quad (1.33)$$

In questo modo un campione acustico è generato in ogni time-step LES. Questo velocizza il LES permettendo di superare gli effetti di inizializzazione della simulazione.

Nel caso $\Delta t_{CAA} > \max(\Delta t_{LES})$ saranno presi meno campioni rispetto al LES e l'accuratezza dei risultati acustici aumenta all'aumentare dei punti non costanti nel tempo LES compresi tra due campioni acustici.

Come descritto nei paragrafi precedenti, la combustione è un processo chimico molto complicato governato da un grandissimo numero di trasformazioni chimiche.

Nelle simulazioni CFD è dunque necessario utilizzare dei modelli che descrivano in modo efficiente la reazione ma che allo stesso tempo non appesantiscano eccessivamente in termini computazionali il modello.

I modelli presenti in letteratura differiscono tra loro dal numero di equazioni utilizzate e dalla fisica che governa il processo chimico.

La reazione chimica della combustione è un processo molto veloce ma a volte può essere influenzata dalla presenza di fluttuazioni turbolente. Appare ragionevole quindi considerare il rapporto tra la scala temporale turbolenta e chimica come fortemente legato alle fluttuazioni della generazione di calore [11].

questo rapporto è conosciuto come il numero di Damkoehler turbolento:

$$Da_t = t_{flow} / t_{chem} \quad (1.34)$$

se il numero di Damkoehler è elevato la generazione di calore è governata dal processo di miscelamento, quindi dalla turbolenza; se il numero è basso è governato dalla cinetica chimica della combustione [1].

Esistono modelli che risolvono la combustione basandosi esclusivamente sulla cinetica chimica (modello di Arrhenius), modelli che prendono in considerazione esclusivamente la turbolenza (modello Eddy Break-up) e infine modelli che tengono in considerazione entrambi i contributi (modello Arrhenius/Eddy Break-up).

Nei combustori delle turbine a gas la velocità di combustione è tipicamente governata dal miscelamento turbolento dei reagenti. Tuttavia la possibilità da parte del modello di prevedere anche un possibile controllo da parte della cinetica chimica, è fondamentale per simulare le oscillazioni intrinseche e termocinetiche. Quest'ultime nascono in presenza di perdite di calore dovute alla forte sensibilità della reazione di combustione, e quindi della produzione di calore rispetto alla temperatura e alla concentrazione dei reagenti.

Le oscillazioni legate all'idrodinamica e alla diffusione della fiamma sono di difficile modellazione sia utilizzando il RANS che il LES. Ognuna di queste due tipologie d'instabilità richiede una mesh di dimensione molto vicina allo spessore del fronte di fiamma e dunque di dimensioni simili a quelle utilizzate per le simulazioni DNS. Il tipico spessore del fronte di fiamma è dell'ordine di 0,1 mm cioè dell'ordine o minore della grandezza usuale di una mesh utilizzata per un modello LES. Questo implica che la progressione della reazione nello spazio è rigida e il fronte di fiamma non può essere risolto. Per risolvere questo problema viene aumentato lo spessore del fronte di fiamma di un fattore F in modo da poter risolvere le variazioni di propagazione nel tempo, mantenendo però la velocità di fiamma laminare al suo valore iniziale. Per risalire poi ai valori corretti delle specie che partecipano alla reazione e della temperatura di diffusione, si utilizzano delle relazioni dipendenti dal parametro F stesso. F è scelto in modo tale che lo spessore della fiamma venga risolto su almeno 10 punti della griglia.

A questo proposito esistono dei modelli che servono proprio per descrivere al meglio la forma e la turbolenza del fronte di fiamma.

Un esempio di modello che può essere utilizzato è "Artificially flame model" [1], in cui la diffusività viene aumentata artificialmente fino a quando il fronte di fiamma diventa risolvibile con il LES filter width. Con l'utilizzo di questo modello però oltre alla diffusività cambia anche il rapporto tra la scala temporale della chimica e della turbolenza e i piccoli vortici non possono più interagire con il fronte di fiamma.

Per questo motivo sono stati sviluppati altri modelli che considerano lo strato sul quale avviene la reazione chimica più spesso dei vortici di turbolenza più piccoli. Si considera il fronte di fiamma come un'interfaccia che si muove con la velocità di combustione laminare. I modelli più famosi basati su questi concetti sono il "Flame surface density model" (FSD) e il "G-Equation"[1].

Nel modello FSD viene risolta un'equazione di trasporto del rapporto medio della superficie della fiamma per unità di volume. Questo modello risulta poco adeguato per quelle fiamme che risultano corrugate.

Il G-Equation descrive l'iterazione della velocità di fiamma e il trasporto convettivo che nasce sulla superficie di reazione chimica.

Uno dei modelli di combustione esplicitamente creato e utilizzato per la combustione fully- premixed è il "Coherent Flame model" [1]. Questo modello è valido quando si è in regime di fiamma corrugata e zona di reazione sottile. Prevede l'uso della "fiamma artificiale addensata" ("artificially thickened flames")

e può essere considerato come un'estensione e un'applicazione del "Flame surface density" [1] [23] utilizzato per le combustioni parzialmente premiscelate.

CAPITOLO 2

CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA SPERIMENTALE DI CALDAIE A CONDENSAZIONE

2.1 CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA SPERIMENTALE DI FENOMENI NON LINEARI CARATTERISTICI DELLE CALDAIE A CONDENSAZIONE

Al fine di studiare e analizzare i problemi di rumorosità legati al funzionamento delle caldaie a condensazione completamente premiscelate, è stata compiuta la caratterizzazione vibro-acustica di una caldaia commerciale. Le prove sono state realizzate durante il funzionamento della caldaia in assenza e in presenza di fenomeni transitori, che si presentano in particolari condizioni di funzionamento, che verranno descritti nei paragrafi successivi

2.1.1 Ambiente e condizioni di prova

Le misure sono state realizzate nel laboratorio situato presso il reparto ricerca e sviluppo Worgas. L'ambiente è caratterizzato da un rumore di fondo molto elevato, rispetto al rumore della caldaia, e il posizionamento dei microfoni, a causa della mancanza di spazio, è risultato difficoltoso.

A causa delle caratteristiche dell'ambiente di prova che non hanno reso possibile l'esecuzione di una misura di potenza, ci si è limitati a misure di livello di pressione in 1/3 di ottava e in banda stretta. Oltre alle misure acustiche sono state realizzate misure vibrazionali in banda stretta. Tali prove sono risultate sufficienti per un'analisi preliminare e conoscitiva della combustione e dei fenomeni transitori a essa legati.

E' stato preso in esame sia il funzionamento standard della caldaia che il funzionamento durante la comparsa di fenomeni transitori.

Le condizioni di prova prese in esame sono state:

- Funzionamento standard: con pompa dell'acqua (accesa o spenta), aspirazione fumi e analizzatore del segnale accesi.
- "Rumbling": fase di accensione e funzionamento al minimo con 8% di CO₂, aspiratore fumi spento.
- "Hooting": funzionamento con propano.

2.1.2 Descrizione della catena di misura e posizionamento dei trasduttori

Le misure acustiche sono state effettuate con quattro microfoni da campo libero a condensatore prepolarizzati (Tabella 2.1), tre posti a 50 cm dalla caldaia e uno posizionato vicino all'uscita fumi (Figura 2.1).

Le misure di accelerazione sono state realizzate con due accelerometri piezoelettrici, uno triassiale e uno monoassiale (Tabella 2.1).

Ognuno dei due accelerometri è stato utilizzato in tre diverse posizioni di misura, e mentre l'accelerometro monoassiale rileva esclusivamente l'accelerazione perpendicolare alla lamiera laterale della caldaia (direzione x), quello triassiale rileva le componenti in tutte e tre le direzioni.

Con riferimento alla Figura 2.1 le posizioni dell'accelerometro monoassiale sono denominate "1", "2" e "3", e le posizioni dell'accelerometro triassiale "ventilatore" (Acc. Tria 1), "Mandata" (Acc. Tria 2), "Scambiatore" (Acc. Tria 3).

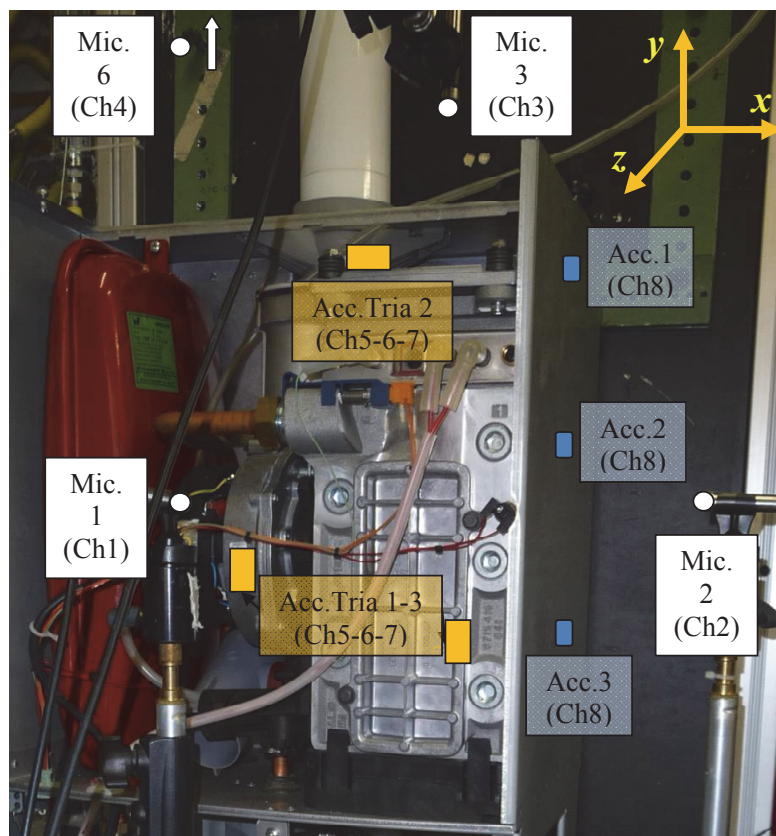


Figura 2.1 - Posizione dei trasduttori.

Tabella 2.1 – Descrizione dei canali utilizzati

Canali utilizzati		Descrizione	Frequenza di Campionamento
1	Mic 1	PCB, ½", 377B02 S/N 106399	50 kHz
2	Mic 2	PCB, ½", 377B02 S/N 106469	50 kHz
3	Mic 3	PCB, ½", 377B02 S/N 106470	50 kHz
4	Mic 6	PCB, ½", 377B02 S/N 107402	50 kHz
5	Acc Tria. Direzione X	Accelerometro triassiale S/N 72197 (1-10 kHz)	50 kHz
6	Acc Tria. Direzione Y		
7	Acc Tria. Direzione Z		
8	Acc.	Accelerometro monoassiale PCB 3 S/N 45836 (1-10 kHz)	50 kHz

I segnali microfonici e accelerometrici sono stati acquisiti simultaneamente grazie all'ausilio di due scheda multicanale della National Instruments collegate tramite USB ad un Notebook. (Figura 2.2). I dati acquisiti sono stati elaborati grazie ad un software messo a disposizione da Worgas S.r.l..



Figura 2.2 - Catena di misura utilizzata

2.1.3 Funzionamento standard della caldaia

Il rumore della combustione in condizioni di funzionamento standard (Figura 2.3), ad eccezione delle frequenze di 100, 250 e 315 Hz, è quasi completamente mascherato dal rumore di fondo.

Il picco alla frequenza di centro banda di 315 Hz (Figura 2.3), è legato al funzionamento della pompa di ricircolo dell'acqua presente nel banco prova utilizzato per il funzionamento della caldaia. La presenza della combustione amplifica la frequenza caratteristica della pompa innalzando il livello di circa 5 dB.

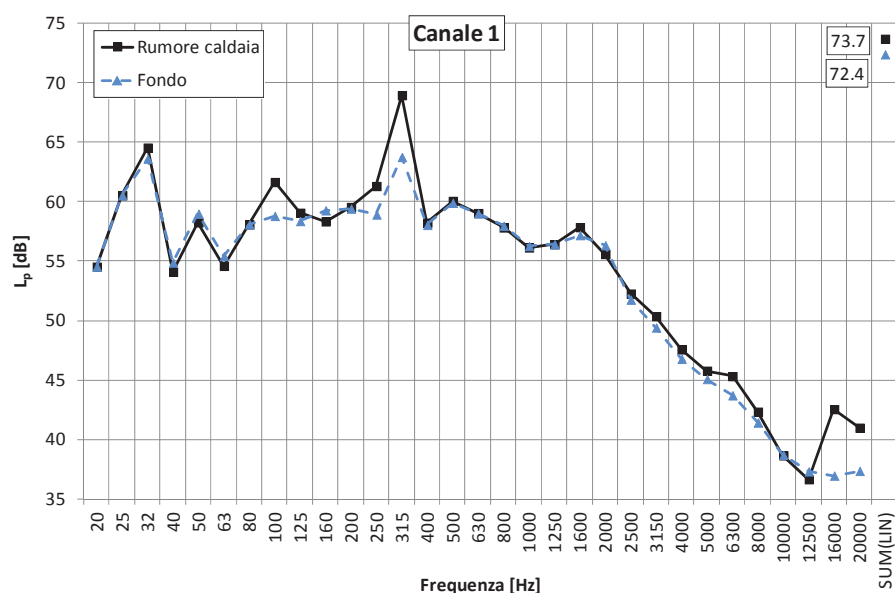


Figura 2.3 - L_{eq} 1/3 di ottava CH1; rumore di fondo e funzionamento della caldaia.

Dall'analisi in banda stretta (larghezza di banda 6.25 Hz) si riescono ad individuare chiaramente le componenti tonali caratteristiche della combustione e della pompa, che risultano essere rispettivamente a 100 Hz e a 294 Hz (Figura 2.4).

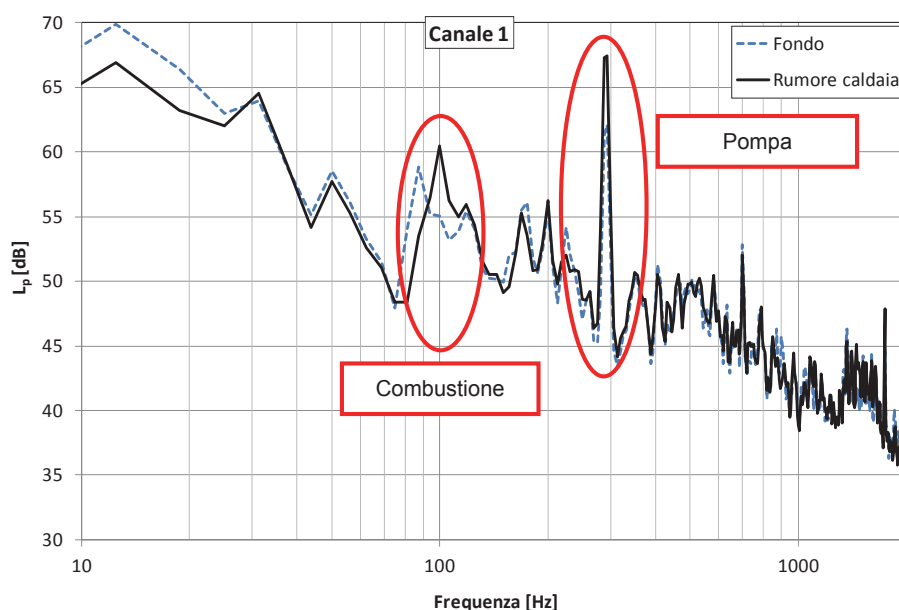


Figura 2.4 - L_{eq} FFT CH1; rumore di fondo e funzionamento della caldaia.

L'analisi del comportamento vibrazionale della caldaia funzionante in assenza di fenomeni non stazionari evidenzia un aumento del livello di accelerazione, rispetto al rumore di fondo, fino a circa 700 Hz (Figura 2.5).

In particolare spiccano le frequenze a 100 Hz e a 294 Hz che corrispondono a quelle evidenziate nell'analisi delle misure acustiche.

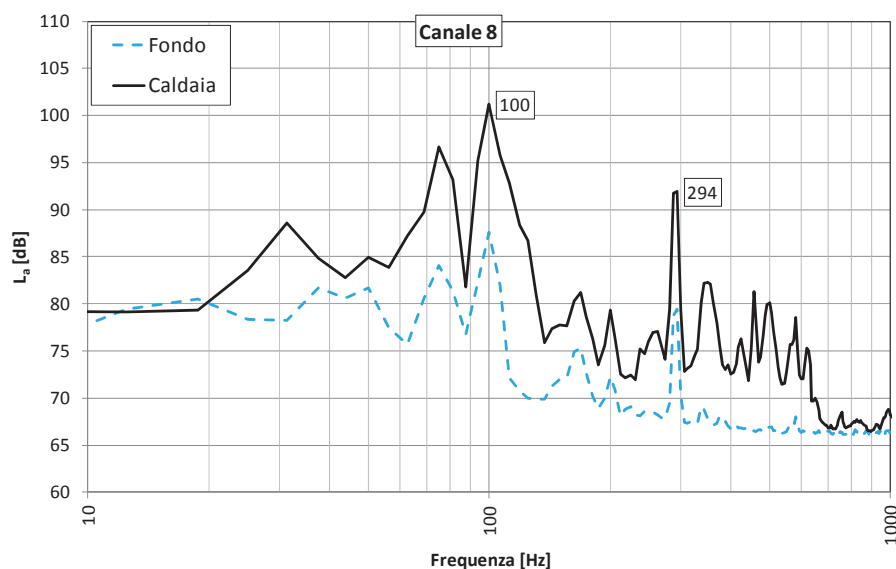


Figura 2.5 - L_{eq} FFT; Acc. 2 CH8 rumore di fondo e funzionamento della caldaia.

2.1.4 Rumbling

Il "Rumbling" è un fenomeno transitorio che si manifesta quando la caldaia funziona con miscela magra. Il fenomeno acustico è intermittente di durata variabile e periodicità non costante.

Si presenta con diverse intensità che saranno chiamate, per semplicità, “Picco piccolo” (PP) e “Picco grande” (PG) (Figura 2.6, Figura 2.7).

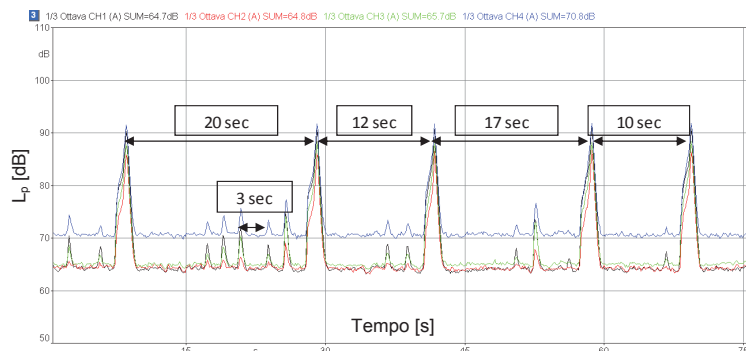


Figura 2.6 - Storia temporale del L_{eq} complessivo dei 4 canali microfonici.

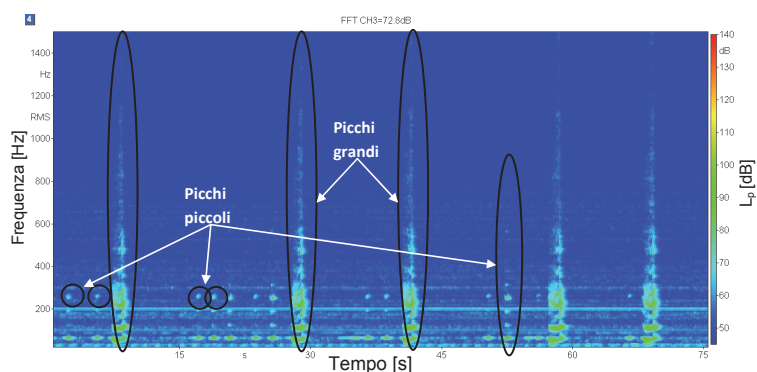


Figura 2.7 - Sonogramma del livello di pressione acustica in FFT, canale 3.

Il fenomeno PP è caratterizzato da tre picchi alle frequenze di centro banda di 63 Hz, 125 Hz e 200 Hz. Il livello che si riscontra a 63 Hz è preponderante rispetto agli altri 1/3 di ottava, e determina il livello complessivo lineare della misura (Figura 2.8).

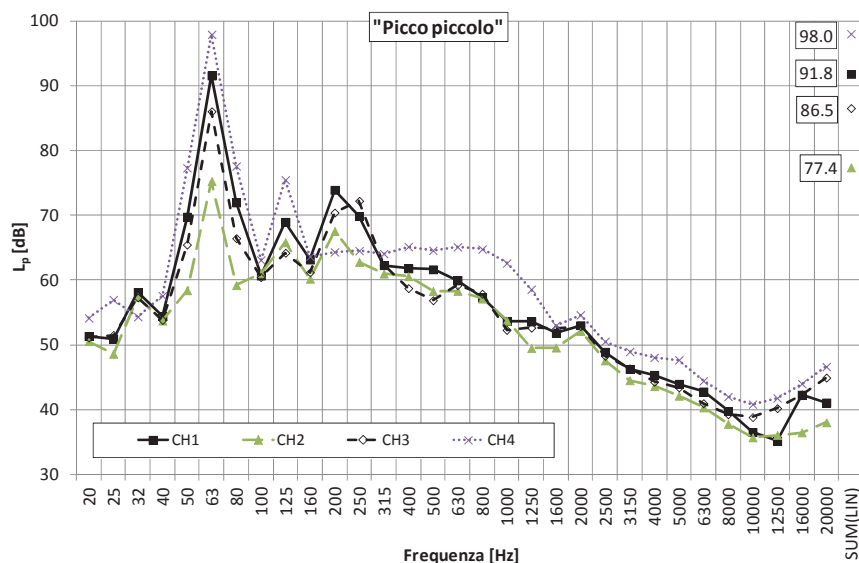


Figura 2.8 - L_{eq} 1/3 di ottava; funzionamento con miscela magra durante il “Picco piccolo”

Dall'analisi FFT (larghezza di banda 6.125 Hz) si vede chiaramente come le frequenze che caratterizzano il “Rumbling” sono armoniche della componente preponderante a 62.5 Hz (Figura 2.9).

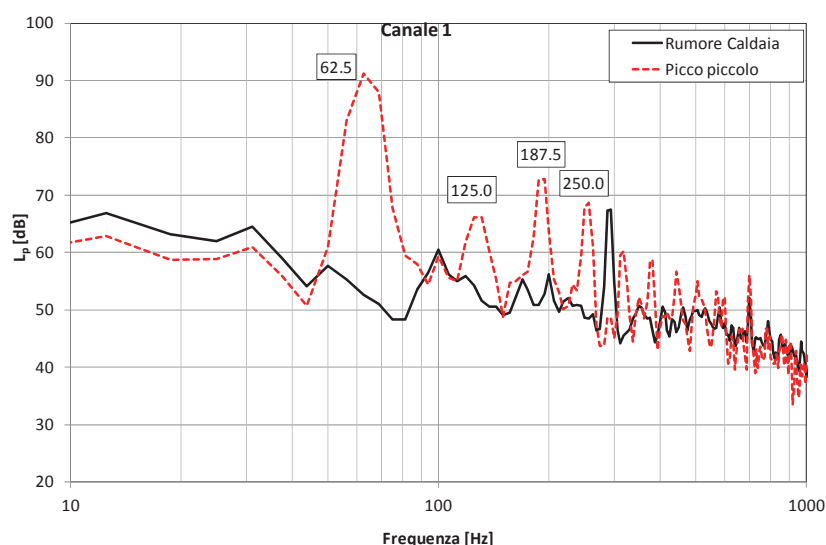


Figura 2.9 - FFT L_{eq} CH1, prima e durante il fenomeno transitorio “picco piccolo”

I livelli più alti sono registrati dal microfono frontale e quello in uscita fumi (Figura 2.8). Il rumore tende a fuoriuscire oltre che dall'uscita fumi anche dall'aspirazione. Il “Rumbling”, infatti, provoca un reflusso di miscela causato dall'interazione tra acustica e iniezione della miscela in camera di combustione. Questo comportamento si nota anche osservando la fiamma durante il PP. Quando il fenomeno s'innesci la fiamma tende ad allontanarsi dalla parete del diffusore, mentre quando la caldaia torna ad avere un funzionamento standard, si avvicina ancora al bruciatore. Come si nota dal grafico di confronto (Figura 2.10), il fenomeno transitorio influisce sull'emissione acustica da 50 Hz fino a 400 Hz mentre risulta ininfluente alle altre frequenze.

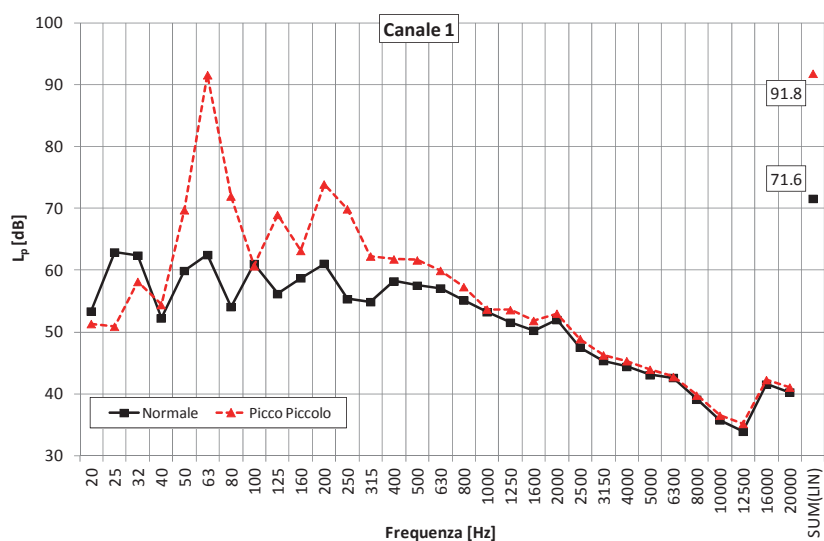


Figura 2.10- Confronto del L_{eq} CH1, prima e durante il fenomeno transitorio “picco piccolo”

Quando il fenomeno presenta livelli maggiori (PG) (Figura 2.11) oltre alle frequenze già presenti per il PP, si hanno dei picchi anche per i terzi di ottava adiacenti (50 - 100 Hz). Il livello a 63 Hz è pari a quello del PP mentre a 125 Hz si ha un aumento considerevole.

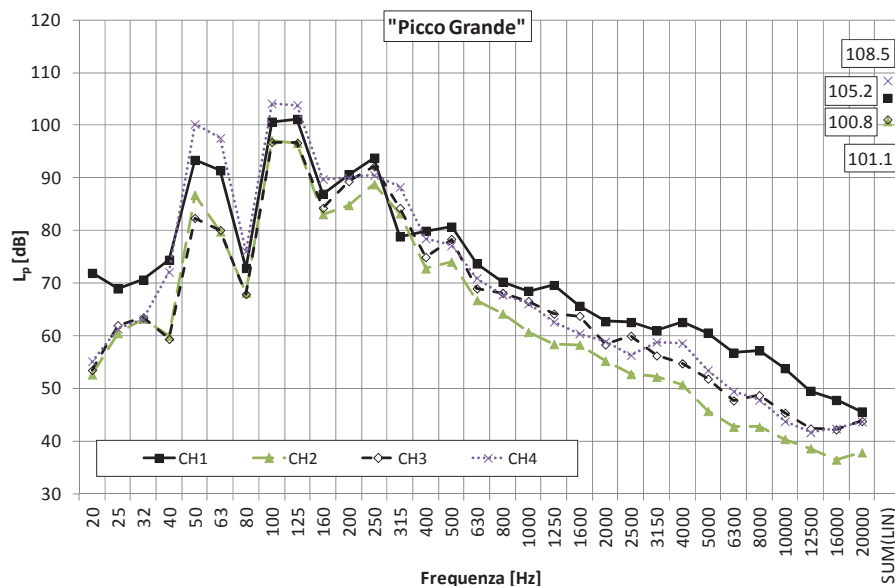


Figura 2.11- L_{eq} 1/3 di ottava; funzionamento con miscela magra durante il “Picco grande” (istante 8.5)

In FFT (larghezza banda 6.125 Hz) si nota che il livello di pressione visto in 1/3 di ottava, è determinato dalla frequenza a 56.25 Hz e le successive armoniche (Figura 2.12). Il valore di 56.25 Hz e la sua prima armonica (112.5 Hz), determinano in 1/3 di ottava una differenza marcata tra gli spettri di PP e PG, poiché sono valori che appartengono a frequenze di centro banda adiacenti (50 Hz e 63 Hz per il 56.25 Hz, 100 Hz e 125 Hz per 112.5 Hz).

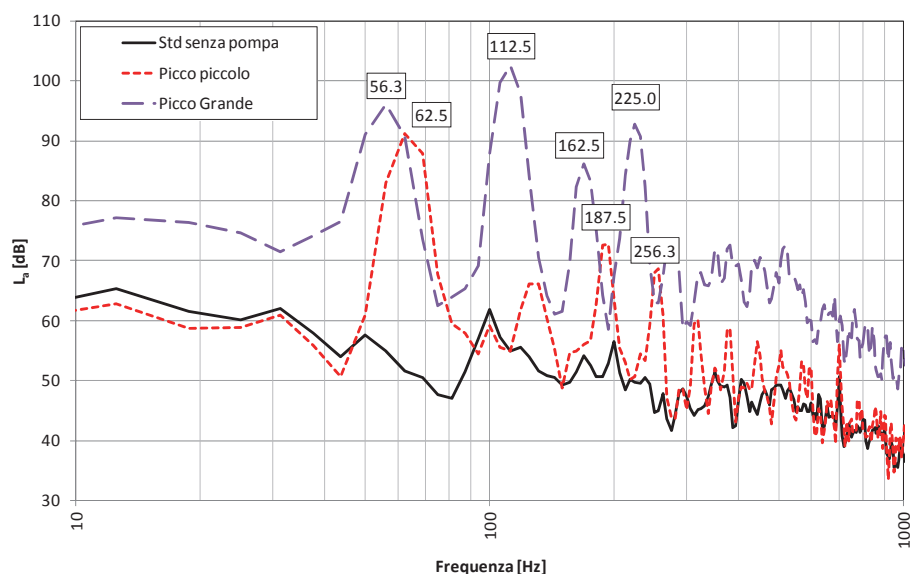


Figura 2.12 - FFT L_{eq} CH1, prima e durante i fenomeni transitori picco piccolo e grande

Confrontando gli spettri misurati in vari istanti temporali in cui avviene il PG, si nota come questo fenomeno si possa definire ripetibile. Infatti le variazioni di livello sono esigue, e le frequenze caratteristiche sono le medesime per tutti gli istanti temporali (Figura 2.13).

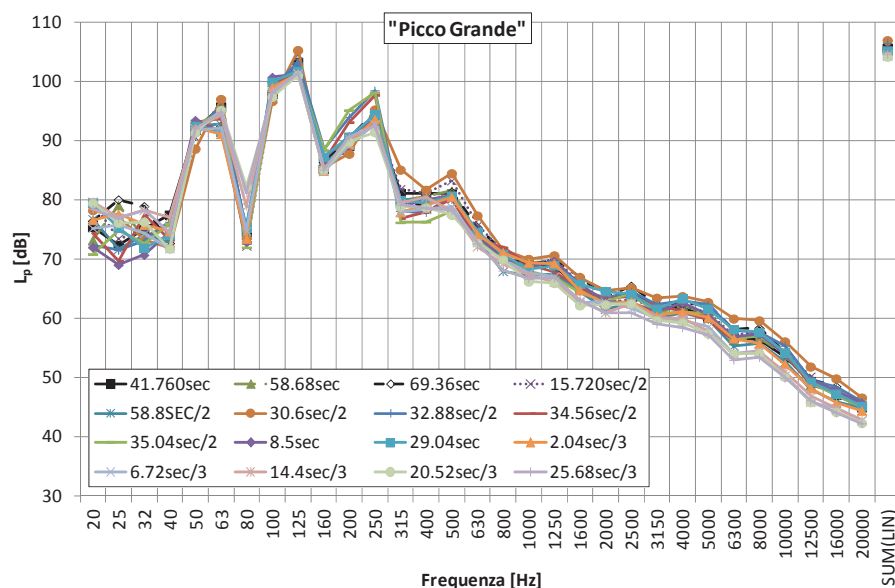


Figura 2.13 - Confronto del L_{eq} CH1, fenomeno transitorio "picco grande", vari istanti e 3 misure distinte

Le accelerazioni in accordo con quanto osservato per l'emissione acustica, sia durante il PP che il PG presentano un generale aumento di livello, più marcato per le frequenze inferiori a 600 Hz. In particolare si ha la comparsa di risonanze non presenti durante il funzionamento standard alle frequenze di 187.5 Hz e 256.3 Hz (162.5 Hz, 225 Hz, 268.8 Hz per il PG) e un piccolo aumento di livello a 62.5 Hz e a 112.5 Hz (56.3 Hz, 112.5 Hz per il PG) (Figura 2.14).

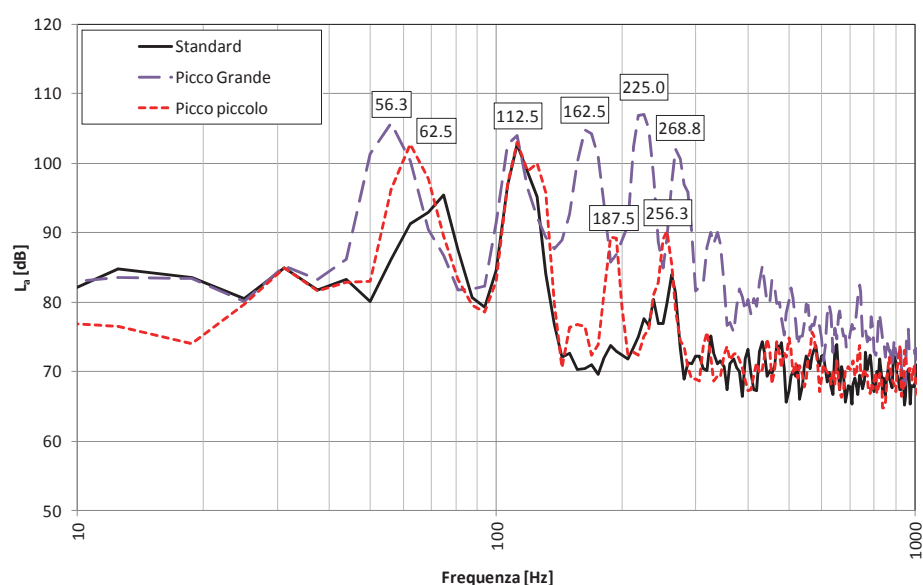


Figura 2.14 - L_{eq} FFT; Accelerazione y sul ventilatore, CH5, miscela magra con e senza picco grande

Il livello più alto di accelerazione si registra sul ventilatore, sullo scambiatore e sulla mandata in corrispondenza della direzione z, mentre il punto della caldaia meno sollecitato è lo scambiatore (Figura 2.1).

Il fenomeno descritto, legato alla risonanza della cavità acustica del sistema, viene solitamente risolto dai produttori di bruciatori e caldaie, con l'aggiunta di tubi in ingresso al ventilatore, o di risonatori di Helmholtz lungo il condotto di aspirazione aria (Figura 2.15).



Figura 2.15 - A sinistra una caldaia a condensazione con condotto di aspirazione aria allungato, al centro un esempio di condotto di aspirazione, a destra un esempio di risonatore di Helmholtz.

2.1.5 “Hooting”

L’”Hooting” è un fenomeno non stazionario della combustione del tutto diverso da quello presentato nel paragrafo precedente. Il rumore emesso è fortemente caratterizzato da una componente tonale, la fiamma è molto vicina al corpo del bruciatore che a causa delle alte temperature, funziona in regime radiante. Si presenta quando la caldaia funziona con propano, può avere una durata anche di qualche decina di secondi e il livello di pressione acustica, durante l’avvenimento del fenomeno, rimane pressoché costante (Figura 2.16, Figura 2.17).

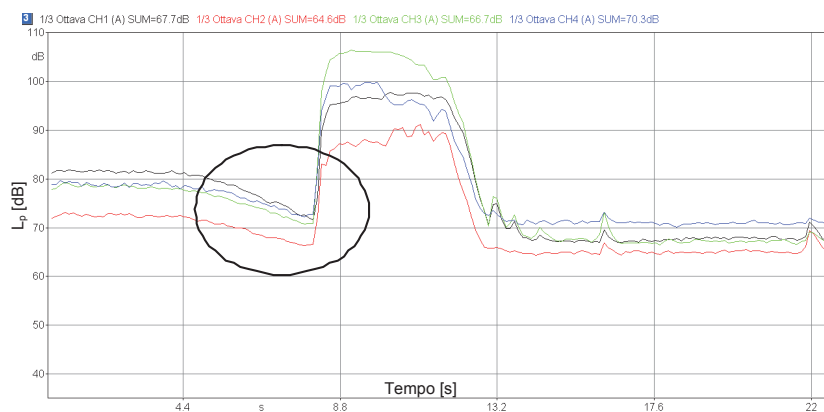


Figura 2.16 - Storia temporale del L_{eq} complessivo dei 4 microfoni.

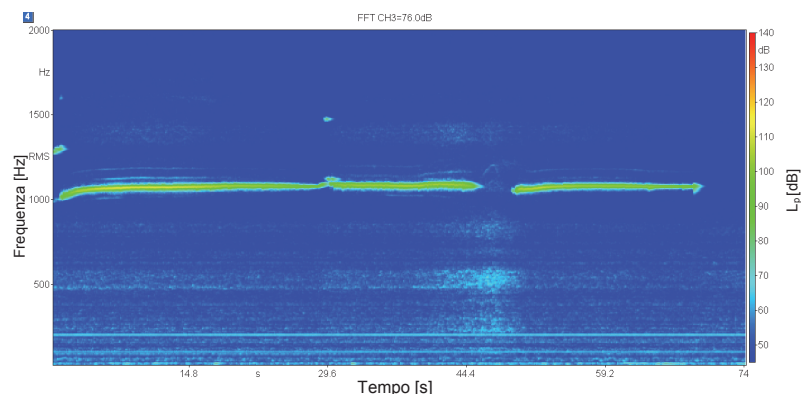


Figura 2.17 - In alto storia temporale del L_{eq} complessivo dei 4 microfoni, in basso sonogramma del canale 3

Lo spettro dell'”Hooting” è caratterizzato da un picco alla frequenza di 1000 Hz e uno di ampiezza minore alla frequenza di 2000 Hz (Figura 2.18). Queste componenti tonali determinano valori complessivi del livello di pressione altissimi, che in certi casi superano anche i 110 dB.

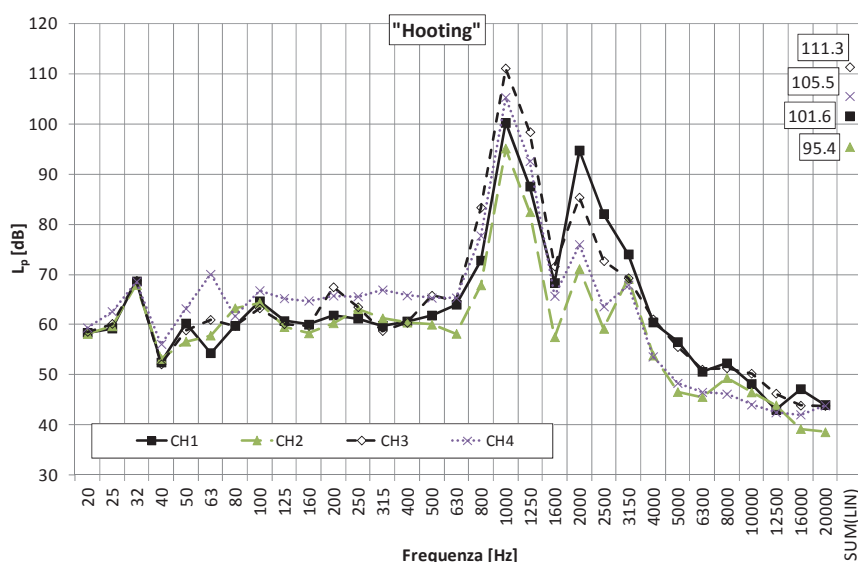


Figura 2.18 - L_{eq} 1/3 di ottava; ”Hooting”. (Misura 14)

In banda stretta si vede chiaramente che la frequenza di 1068.8 Hz, insieme alle sue armoniche, è la responsabile del fenomeno acustico misurato (Figura 2.19). Più il livello di pressione del fenomeno è elevato, più armoniche dei 1000 Hz sono eccitate.

Confrontando il livello di pressione emesso durante l'”Hooting” e durante il funzionamento standard della caldaia, si nota a partire dalla frequenza di 800 Hz un aumento globale del livello di pressione (Figura 2.20).

Anche le misure di accelerazioni confermano che lo spettro caratteristico dell'”Hooting” è determinato dalla frequenza a 1069 Hz e le successive armoniche (Figura 2.21). I livelli più elevati sono stati registrati sulla lamiera laterale della caldaia, mentre i livelli più bassi sul ventilatore lungo tutte le direzioni (Figura 2.1).

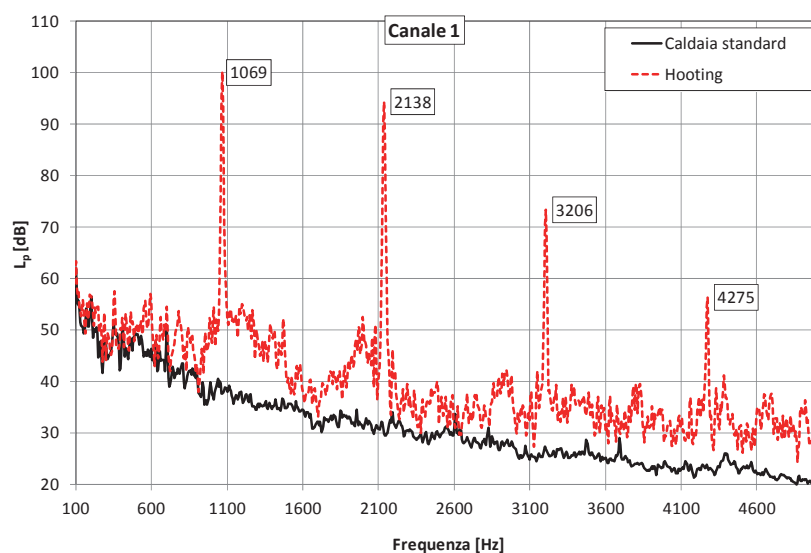


Figura 2.19 - Confronto FFT L_{eq} CH1, standard-“Hooting”

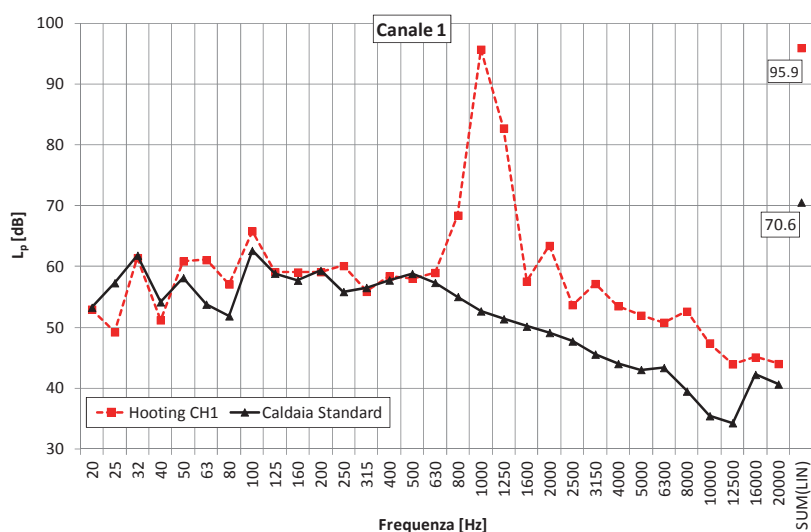


Figura 2.20 - Confronto del L_{eq} CH1, “Hooting” - Funzionamento standard

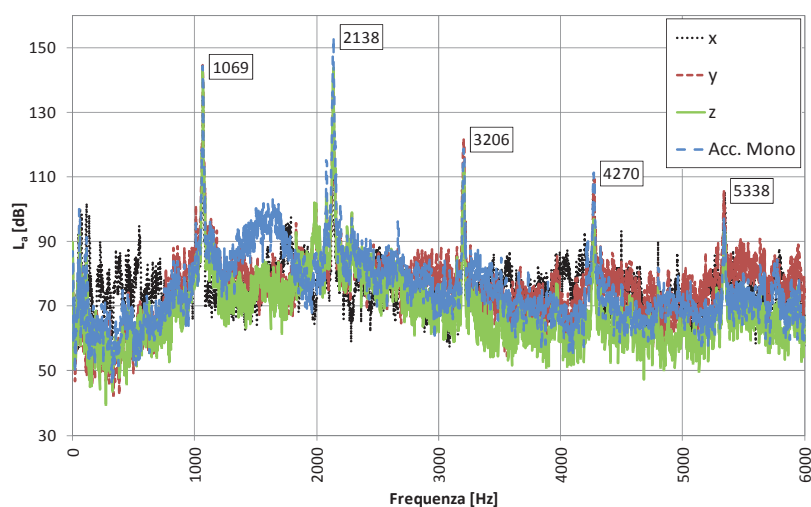


Figura 2.21 - L_{eq} FFT; Accelerazione scambiatore e punto 3 piastra, “Hooting”

A differenza del “Rumbling”, l’”Hooting” è un fenomeno di instabilità che quando si manifesta è difficilmente eliminabile. Per evitare la presenza di questa instabilità possono servire anche alcuni mesi e spesso è necessario intervenire sulla geometria del bruciatore. È un fenomeno che non sembra avere origine da un accoppiamento tra acustica e fluidodinamica, in quanto le frequenze che lo caratterizzano, sono molto più elevate rispetto a quelle di risonanza della cavità acustica della caldaia.

A causa delle difficoltà riscontrate nell’identificazione della natura fisica del problema e della sua risoluzione, il lavoro di ricerca è stato centrato allo studio del fenomeno “Hooting”.

2.2 CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA SPERIMENTALE DEL FENOMENO “HOOTING”.

Lo studio del fenomeno “Hooting” è stato sviluppato utilizzando un prototipo semplificato di caldaia a condensazione completamente premiscelata in grado di riprodurlo.

La semplicità della caldaia composta da un ventilatore, un miscelatore, un bruciatore, una campana di vetro e un camino, permette di gestire con maggiore semplicità le variazioni delle condizioni al contorno di funzionamento, rendendo più agevole l’analisi della fisica che governa l’instabilità della combustione. Anche la geometria della caldaia è stata semplificata, in modo da ottenere un sistema modellabile attraverso tecniche di simulazione numerica ai volumi finiti, che come descritto nel capitolo 3, richiedono generalmente ingenti risorse di calcolo e di memoria. A questo scopo la caldaia è stata realizzata con una geometria assialsimmetrica di dimensioni ridotte.

L’assialsimmetria del prototipo è stata ottenuta grazie all’utilizzo di geometrie cilindriche per la camera di combustione, per il camino e per il bruciatore. Come camera di combustione è stata utilizzata una campana di quarzo, che grazie alla trasparenza, permette di osservare le caratteristiche geometriche e cromatiche della fiamma.

L’assialsimmetria del bruciatore presenta delle complicazioni in più a causa dei fori presenti su tutta la fascia centrale della superficie cilindrica del distributore e del diffusore (bruciatore “completo”).

Questo inconveniente è stato affrontato realizzando un bruciatore avente un diffusore con solo quattro “isole” uguali ed equidistanziate di fori (bruciatore “modificato”). I fori del distributore essendo pochi sono stati mantenuti uguali a quelli presenti nel bruciatore completo. La geometria del corpo e del distributore sono state “copiate” da quella di un bruciatore “completo” che presenta durante il suo funzionamento il fenomeno “Hooting” (Figura 2.22).

I bruciatori utilizzati sono composti da un corpo in acciaio realizzato per stampaggio, che può essere suddiviso in ingresso, distributore e diffusore.

Il distributore ha il compito di suddividere il flusso di miscela in ingresso su tutta la circonferenza del bruciatore. Il diffusore diffonde la miscela in camera di combustione ed è composta da una zona forata e una zona superiore ed una inferiore chiamate zona C e zona D (Figura 2.23).



Figura 2.22 – Bruciatore “completo” e bruciatore “modificato”

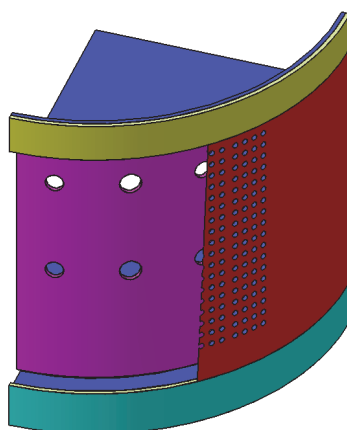


Figura 2.23 – Sezione del bruciatore modificato, in blu il distributore, in rosso il diffusore, in giallo il zona C, in azzurro la zona D.

La miscela entra dalla zona inferiore del bruciatore, attraversa i fori del distributore accelerando ed attraversa decelerando il diffusore entrando poi in camera di combustione (Figura 2.24).

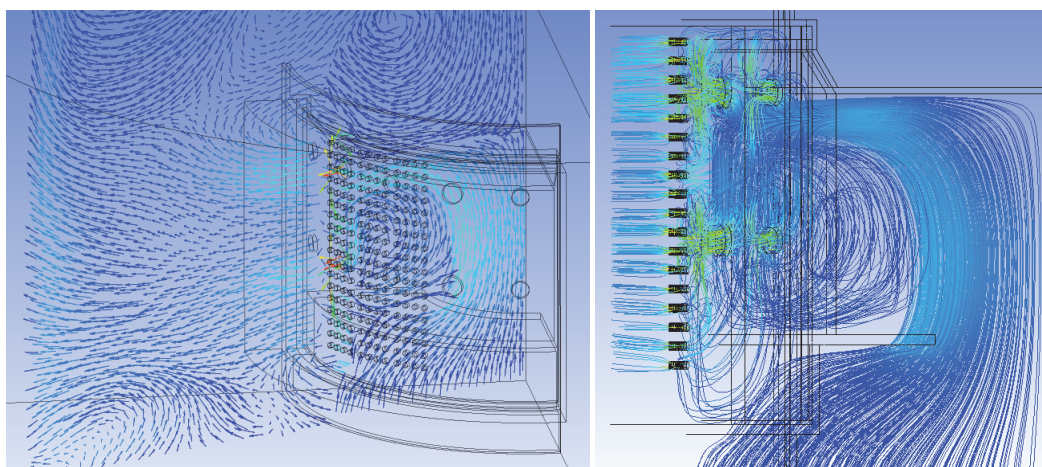


Figura 2.24 – Esempio di funzionamento del bruciatore modificato, a sinistra un “vector plot” delle velocità della miscela in ingresso, a destra “stream line” del flusso.

La caratterizzazione acustica sperimentale del prototipo di caldaia a condensazione realizzato ha previsto due fasi principali:

- Fase 1:
 - a) Caratterizzazione acustica del bruciatore a fiamma spenta in assenza della camera di combustione
 - b) Caratterizzazione acustica del bruciatore con fiamma accesa in assenza di camera di combustione
 - c) Caratterizzazione acustica del funzionamento della caldaia in assenza dell'”Hooting”
 - d) Caratterizzazione acustica del funzionamento della caldaia in presenza dell'”Hooting”.
- Fase 2:
 - a) Caratterizzazione acustica del fenomeno “Hooting” al variare delle condizioni al contorno di funzionamento.

Le prove sono state eseguite per la prima fase del lavoro presso la “Sound Room” presente nello stabilimento della Worgas S.r.l., mentre l'ultima fase del lavoro è stata svolta in parte anche presso il laboratorio ubicato nella sede R&D Worgas (Figura 2.25). L'ambiente di prova è stato scelto in base all'obiettivo che si voleva ottenere dalle prove sperimentali. Nel caso di prove eseguite in assenza di fenomeno ad alta frequenza, come vedremo nei prossimi paragrafi, il livello del rumore di fondo è determinante, mentre in presenza di “Hooting” il livello di pressione acustica raggiunge valori così elevati che la scelta di un ambiente piuttosto che un altro è influente.

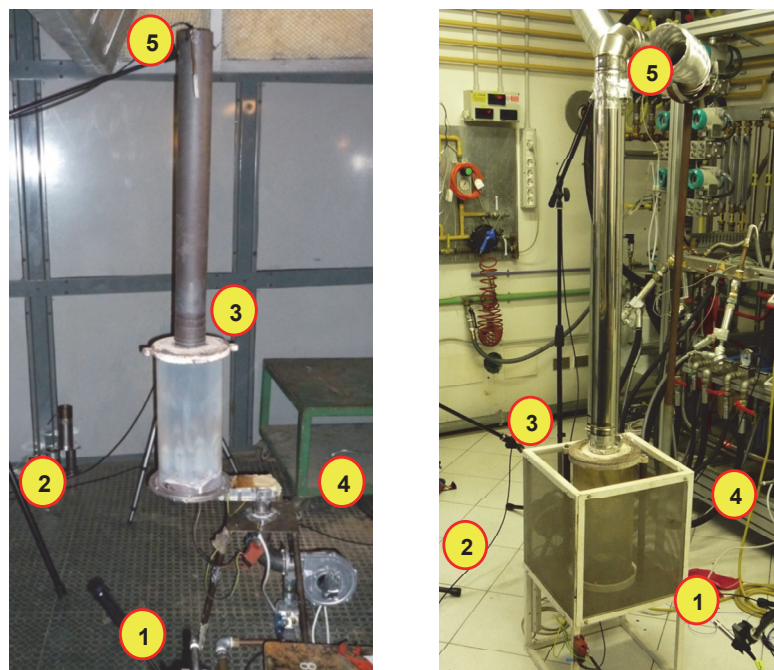


Figura 2.25 – Ambienti di prova: a sinistra la “Sound room” a destra il laboratorio ubicato presso R&D Worgas

La caratterizzazione acustica è stata eseguita con misure di pressione sonora in 5 diverse posizioni microfoniche poste a 1 metro dalla sorgente e aventi una distanza dalle pareti della camera di almeno 0.5 metri (Figura 2.25). Le misure sono state realizzate con la stessa catena di misura utilizzata per la caratterizzazione preliminare della caldaia a condensazione ad eccezione degli accelerometri.

Le misure di accelerazione non sono state realizzate in quanto, come descritto nel paragrafo 2.1, non si hanno informazioni aggiuntive rispetto alle misure acustiche inoltre il posizionamento degli accelerometri sulle pareti della camera di combustione, è difficoltoso a causa delle alte temperature.

Sia il bruciatore completo che quello modificato sono stati coinvolti dalle prove precedentemente elencate.

Le prove 1.c realizzate sul bruciatore modificato hanno permesso di verificare se effettivamente tale bruciatore presenta per alcuni valori di potenza di funzionamento il fenomeno “Hooting”.

Con le prove di tipo 1.a è stato possibile verificare se il fenomeno “Hooting” è presente anche in assenza delle pareti della camera di combustione. Durante le prove 1.b e 1.c sono stati caratterizzati il rumore della combustione in assenza di fenomeno di instabilità e il funzionamento della caldaia in assenza di combustione. Questa indagine ha permesso di valutare se il contenuto in frequenza del fenomeno “Hooting” è legato all’amplificazione di qualche frequenza caratteristica del processo chimico di combustione, o al rumore aerodinamico generato dal ventilatore e dal flusso d’aria all’interno dei condotti. Inoltre è stato possibile valutare quali componenti in frequenza del rumore della caldaia sono legate al processo chimico e quali invece siano esclusivamente legate al rumore aerodinamico.

Le prove svolte nella seconda fase hanno permesso di indagare quali parametri influiscono sulla frequenza dell’”Hooting” e sulla sua comparsa.

2.2.1 Caratterizzazione acustica del bruciatore completo

La caratterizzazione acustica del bruciatore completo è stata effettuata misurando il funzionamento del bruciatore con fiamma libera (bruciatore senza campana di quarzo e camino) a tre diverse potenze termiche (2-4-9 kW).

Oltre al rumore della fiamma è stato misurato il rumore emesso dal sistema senza la fiamma accesa in corrispondenza delle 3 condizioni di funzionamento.

Per valutare i bassi livelli di emissione acustica del funzionamento del bruciatore con e senza processo di combustione in atto, è stato necessario limitare il rumore di fondo dell’ambiente adibito alle misure. Per questo motivo visto il rumore di fondo che caratterizza il laboratorio di prova R&D le prove sono state eseguite nella “Sound room”.

A causa degli elevati livelli di rumore di fondo per le frequenze inferiori a 160 Hz, i confronti tra rumore di fondo, funzionamento del ventilatore (caldaia senza combustione, campana di vetro cilindrica e camino) e combustione in aria libera (caldaia senza campana di vetro e camino) non sono da considerare al di sotto di questa frequenza.

Il funzionamento del ventilatore in aria libera, cioè senza il vetro della camera di combustione e il camino montati attorno al bruciatore, è caratterizzato da un

livello di pressione più elevato del rumore di fondo da circa 160 Hz fino a 5000 Hz (Figura 2.27). Sopra i 15 kHz si nota un innalzamento del livello probabilmente legato alla componentistica elettrica del ventilatore, questo effetto è trascurabile poiché ai fini della misura sono frequenze non rilevanti per lo studio del rumore di combustione.

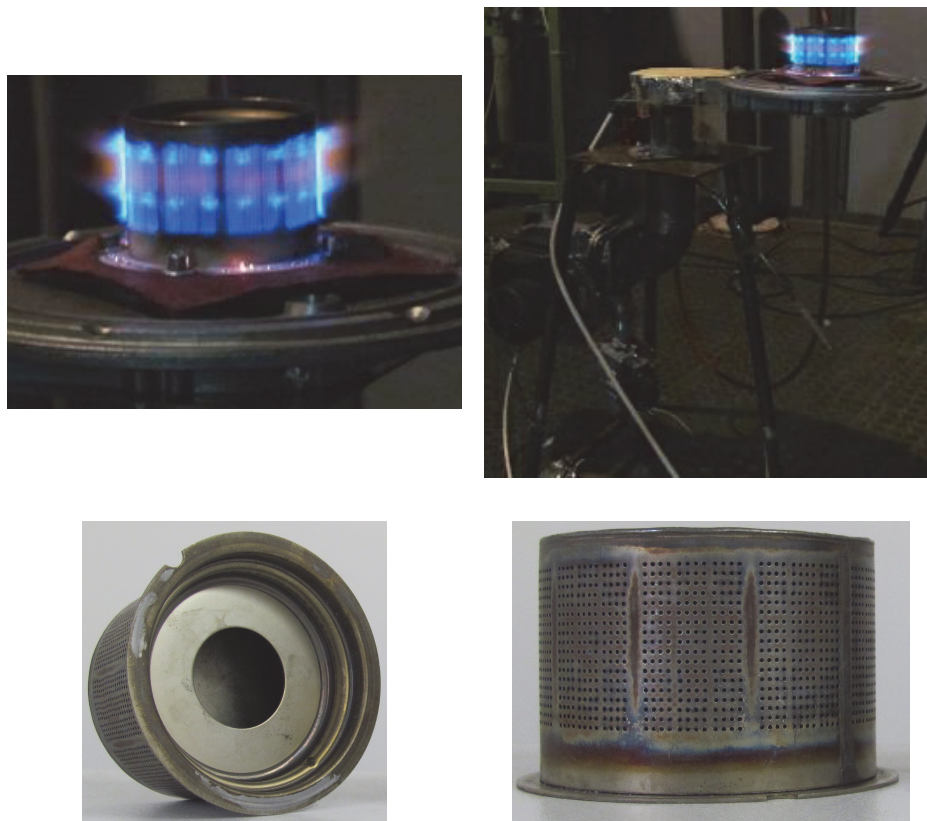


Figura 2.26 – Bruciatore completo.

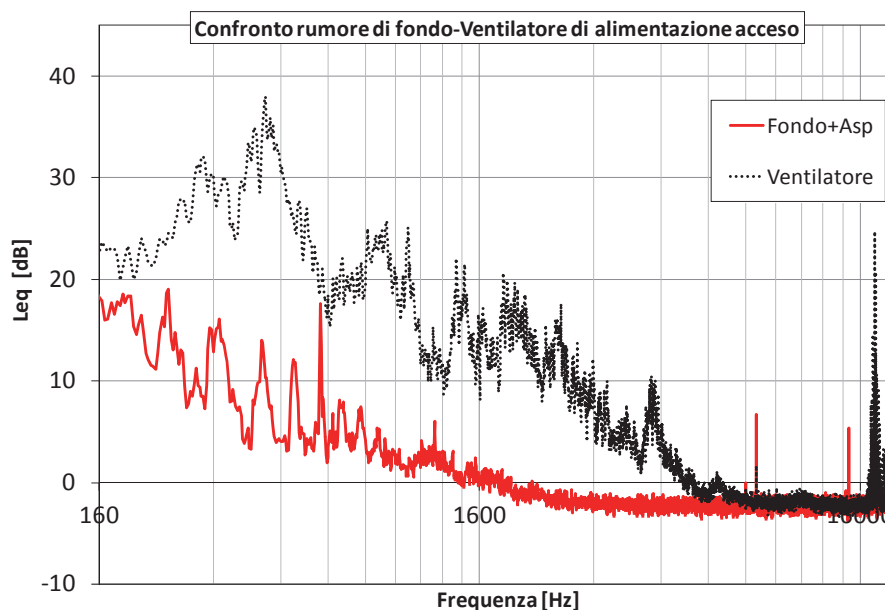


Figura 2.27 – Confronto FFT tra livello di pressione del rumore di fondo con aspirazione (Fondo+Asp) e ventilatore.

Dal confronto effettuato tra il livello del rumore di fondo e il rumore della combustione in aria libera misurato a varie potenze termiche di funzionamento (Figura 2.28), si nota come il rumore di fondo per le potenze termiche di 4kW e 9 kW, tende a mascherare il rumore della fiamma fino a circa 100 Hz, mentre per valori bassi di potenza termica (≤ 2 kW) maschera il rumore fino a quasi 200 Hz.

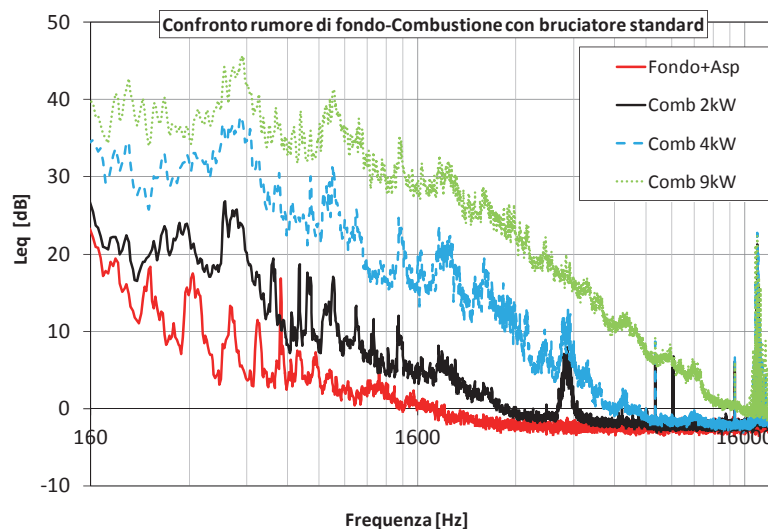


Figura 2.28 – Confronto FFT tra livello di pressione del rumore di fondo (Fondo) e rumore di combustione (Comb), a diverse potenze termiche di funzionamento

Le misure di rumore eseguite sulla caldaia (priva di camera di combustione e camino) funzionante con e senza fiamma, hanno reso possibile la valutazione dei fenomeni fisici che determinano il comportamento acustico della combustione in assenza di fenomeni non stazionari.

Dal grafico di Figura 2.29 si nota che il rumore della combustione aumenta all'aumentare della potenza termica erogata dal bruciatore. Questo aumento è determinato da un contributo aerodinamico e da un contributo legato direttamente al processo chimico di combustione.

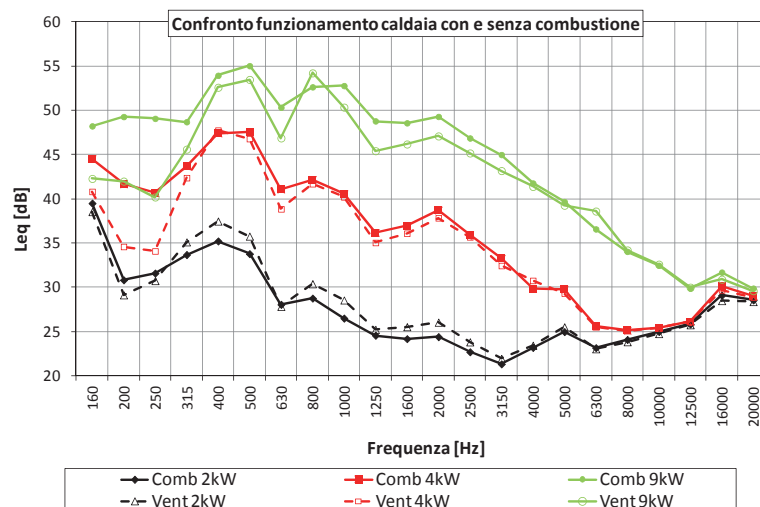


Figura 2.29 – Confronto in 1/3 di ottava tra livello di pressione della caldaia funzionante con (Comb) e senza (Vent) combustione per diverse potenze termiche

Più precisamente a basse potenze (≤ 4 kW) il contributo legato al rumore aerodinamico è preponderante e la fiamma provoca un aumento del livello di pressione sonora esclusivamente per frequenze inferiori a 250 Hz (Figura 2.29). All'aumentare della potenza termica l'innalzamento del livello è invece generalizzato, anche se le frequenze che maggiormente evidenziano la presenza della combustione sono quelle inferiori ai 250 Hz.

Analizzando in FFT l'aumento di livello di pressione provocato dalla fiamma (Figura 2.30 e Figura 2.31), si nota come tale aumento sia legato ad una generale amplificazione delle componenti a bassa frequenza già presenti senza fiamma.

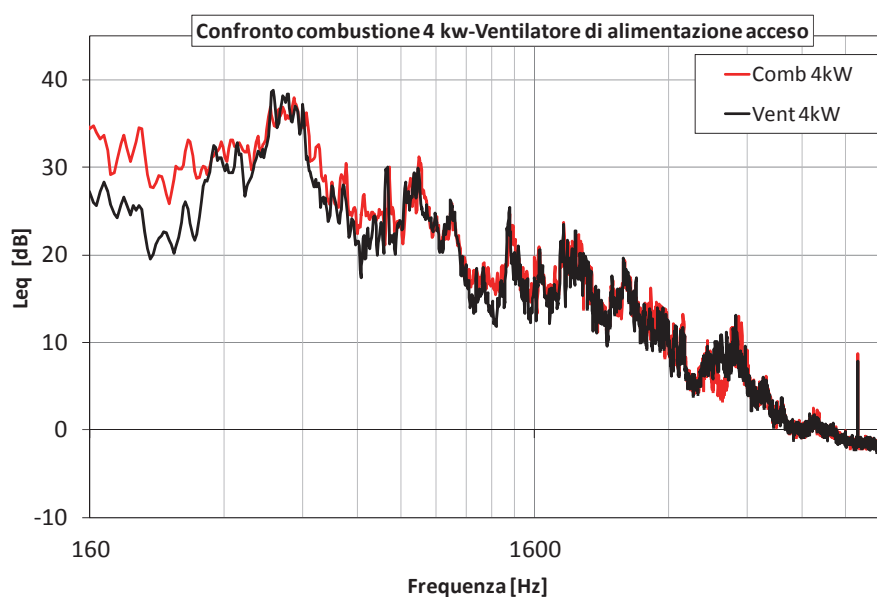


Figura 2.30 – FFT del livello di pressione del bruciatore funzionante con (Comb) e senza (Vent) combustione (4 kW).

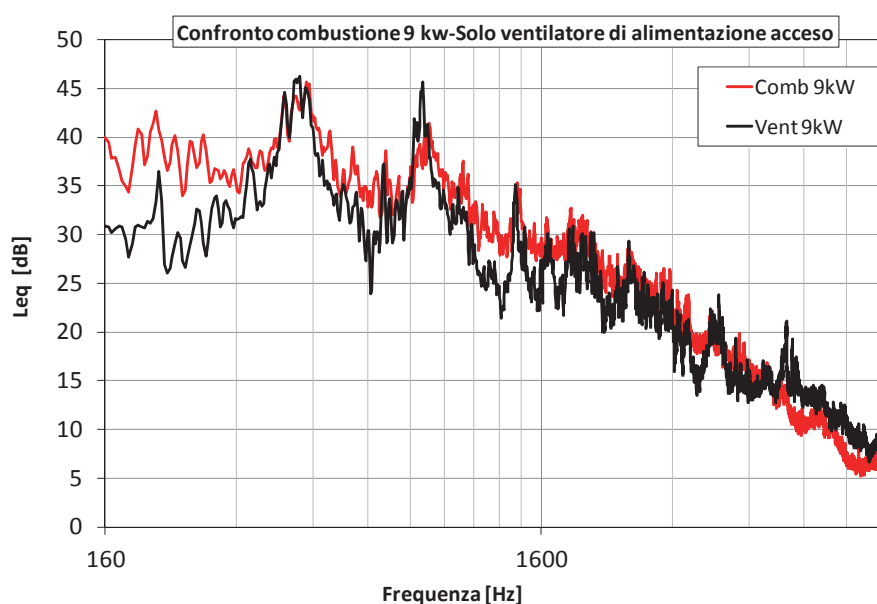


Figura 2.31 – FFT del livello di pressione del bruciatore funzionante con (Comb) e senza (Vent) combustione (9 kW)

I picchi presenti alle frequenze di circa 450 Hz e 850 Hz per tutte le potenze di funzionamento analizzate, sono legate al rumore a banda larga generato dal ventilatore e non al rumore aerodinamico del passaggio del flusso attraverso il distributore e il diffusore del bruciatore. Le frequenze caratteristiche del rumore generato dal passaggio del flusso dipendono, infatti, dalla velocità, e quindi dovrebbero variare al variare della potenza termica di funzionamento. Inoltre le frequenze caratteristiche del rumore generato dai fori di distributore (diametro (ϕ)=3 mm; spessore lamiera (t)=0.6 mm) e diffusore (diametro (ϕ) 0.8 mm; spessore lamiera (t)=0.6 mm) sono molto più elevate. Ad esempio per una potenza di 9 kW e una velocità (u) pari a tre volte quella riportata in Figura 2.32, utilizzando la formula (2.1) [37] si ottiene una frequenza di circa 8600 Hz.

$$f = \frac{0.2u}{\frac{0.01}{\phi} t} \quad (2.1)$$

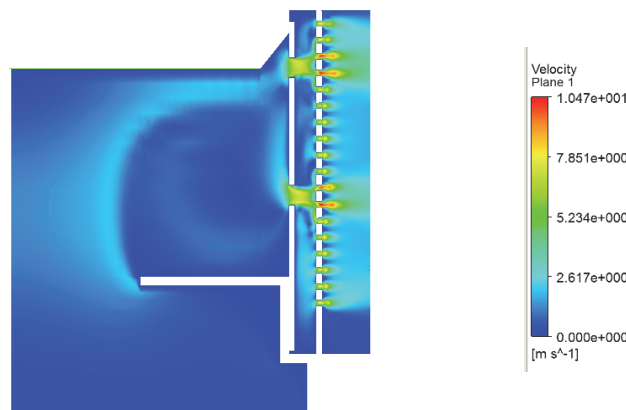


Figura 2.32 – Velocità del flusso simulata alla potenza termica di funzionamento 3 kW

Quindi in assenza di fenomeni d'instabilità il rumore della combustione è determinato esclusivamente dal rumore aerodinamico del sistema di alimentazione della miscela ad esclusione delle basse frequenze (<400Hz).

Oltre alle misure della fiamma in aria libera è stato preso in considerazione il rumore emesso dalla fiamma confinata dalla campana in quarzo per la potenza operativa di 4.5 kW.

Dal confronto effettuato tra combustione in aria libera e confinata (Figura 2.33), si nota che la presenza della campana determina una diminuzione per fonoisolamento del livello di pressione sonora per le frequenze superiori a 800 Hz. A più basse frequenze sono evidenziati in Figura 2.33 tre picchi che compaiono esclusivamente alla presenza di superfici di contorno. Tale comportamento può essere legato all'eccitazione da parte della fiamma dei modi acustici di cavità, anche se non è da escludere che siano generati dalla variazione delle condizioni di scambio termico che la fiamma ha con l'ambiente circostante.

La stessa misura è stata eseguita anche a 3 kW di potenza con miscela iperstechiometrica e bruciatore in regime di funzionamento radiante (CO₂ 8%). In questa condizione di funzionamento si verifica l'insorgere il comportamento

tonale ad alta frequenza “Hooting”, che si manifesta con diversa intensità e durata.

Questo fenomeno è stato osservato esclusivamente nel caso di fiamme confinate e per condizioni di funzionamento particolari in cui la fiamma è aderente alla superficie del distributore.

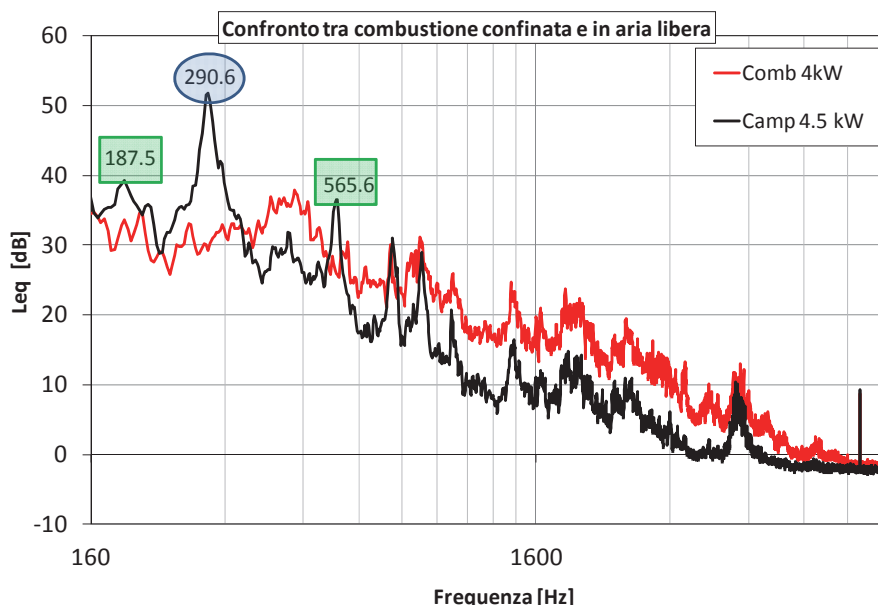


Figura 2.33 – Confronto FFT del livello di pressione della combustione con fiamma libera (Comb) e confinata (Camp).

L’instaurarsi di questo fenomeno ad alta frequenza provoca un aumento del livello complessivo del rumore della combustione di oltre 40 dB, aumento che è concentrato tra i 500 Hz e i 6300 Hz (Figura 2.34). Le frequenze di centro-banda caratteristiche del fenomeno sono 800 Hz e 1600 Hz.

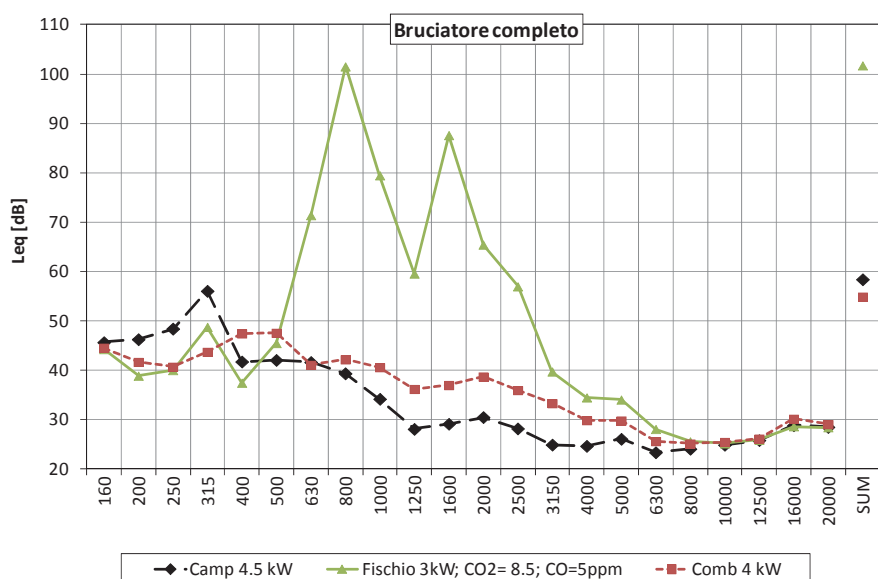


Figura 2.34 – Confronto in 1/3 di ottava del livello di pressione della combustione con fiamma libera (Comb), confinata (Camp) e in presenza di “Hooting” (Fischio).

Dall'analisi FFT (Figura 2.35) si nota un comportamento tonale a 803 Hz e tutte le successive armoniche. La frequenza caratteristica di questo comportamento è diversa da quella misurata per la caldaia a condensazione presentata nei paragrafi precedenti, ma ha tutte le caratteristiche del fenomeno d'instabilità "Hooting"

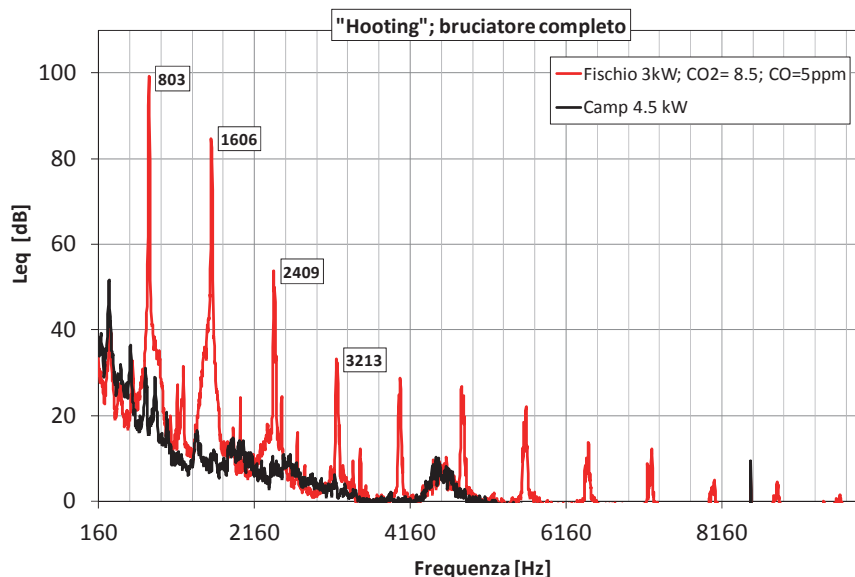


Figura 2.35 – Confronto FFT del livello di pressione della combustione con (Fischio) e senza (Camp) "Hooting"

2.2.2 Caratterizzazione acustica del bruciatore modificato

Una volta individuato un bruciatore che fosse caratterizzato dall'"Hooting" è stato progettato un bruciatore di eguale geometria, ma forato esclusivamente in quattro porzioni assialsimmetriche della superficie di contorno di distributore e diffusore. Una volta realizzata la geometria è stata verificata l'effettiva riproducibilità dell'"Hooting" con l'utilizzo del bruciatore modificato. Verificata la possibilità di riprodurre il fenomeno ad alta frequenza si è passati alla fase di caratterizzazione acustica anche di questo bruciatore.



Figura 2.36 – Bruciatore modificato.

Le misure sperimentali sono state eseguite in aria libera e in campana a 4 kW di potenza, inoltre sempre in campana è stato misurato il fischio che nella prima giornata di prove è comparso per una potenza di funzionamento pari a 4.5 kW ($CO_2=4.5\%-5.6\%$).

Già durante il funzionamento in campana a 4 kW compare l'”Hooting” anche se con intensità e durata molto bassa. L'esigua durata del fischio rispetto alla durata totale della misura, lo rende poco visibile nello spettro del L_{eq} in 1/3 di ottava riportati in Figura 2.37 in quanto gli spettri riportati sono mediati nel tempo e non istantanei.

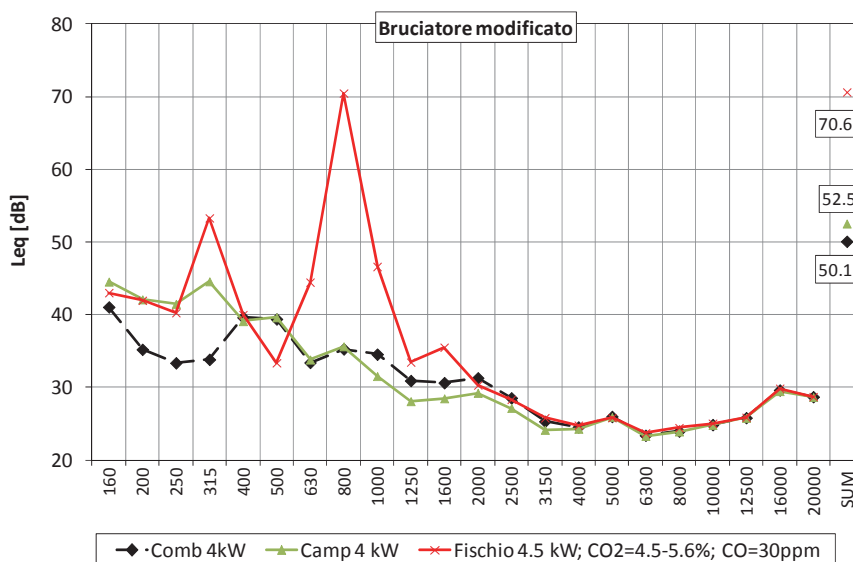


Figura 2.37 – Confronto in 1/3 di ottava tra funzionamento in aria libera (Comb.), confinato (Camp.) e con “Hooting” (Fischio) del bruciatore modificato

Dal confronto effettuato tra funzionamento in aria libera e confinato in FFT, si distingue bene la frequenza a 284.4 Hz di cui si è già discusso per il bruciatore completamente forato (Figura 2.38), mentre compare anche una frequenza a 343.8 Hz e una componente tonale caratteristica dell'”Hooting” a 740.6 Hz che ricade nella frequenza di centro-banda di 800 Hz.

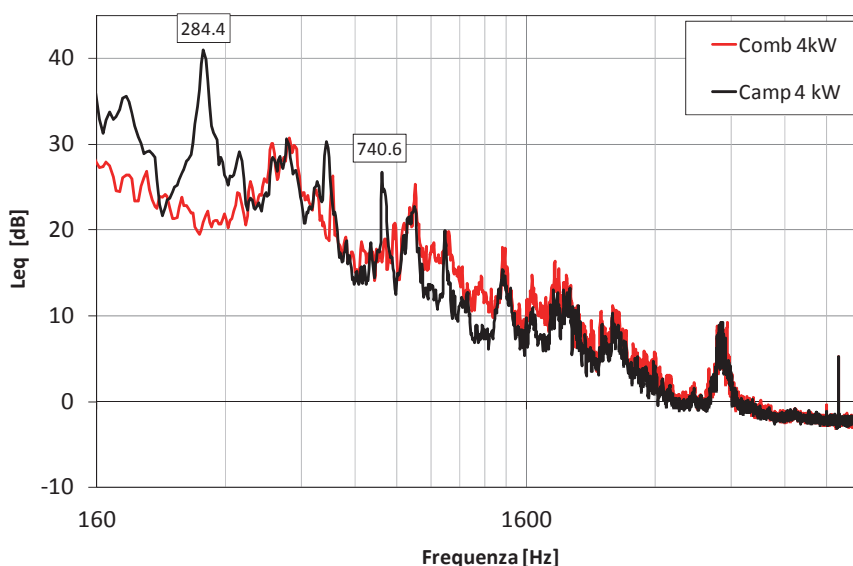


Figura 2.38 – Confronto FFT tra funzionamento in aria libera (Comb.) e confinato (Camp.) del bruciatore modificato

Questo risultato suggerisce che il bruciatore modificato presenta dei fenomeni di instabilità per un range più ampio di potenze in quanto come vedremo l'“Hooting” è presente anche a 4.5 kW.

Le condizioni di funzionamento in cui il fischio risulta di ampiezza maggiore e si mantiene stabile più a lungo nel tempo, anche se rimane comunque intermittente, sono: potenza = 4.5 kW, $\text{CO}_2 = 4.5\%-5.6\%$.

Il fischio si manifesta alla frequenza di 793.8 Hz ed è ben visibile anche la prima armonica a 1587.5 Hz. A 315.6 Hz si distingue una risonanza molto simile a quella già vista per il bruciatore completo e per il funzionamento in campana.

Il fenomeno “Hooting” in queste condizioni di funzionamento è stato rilevato esclusivamente il primo giorno della campagna di misure sperimentali realizzate ($\text{CO}_2=4.5\%-5.6\%$). Nelle giornate successive il comportamento tonale è stato rilevato per condizioni di potenza termica inferiori (1.54 kW) e miscela ipostechiometrica ($\text{CO}_2=7\%$).

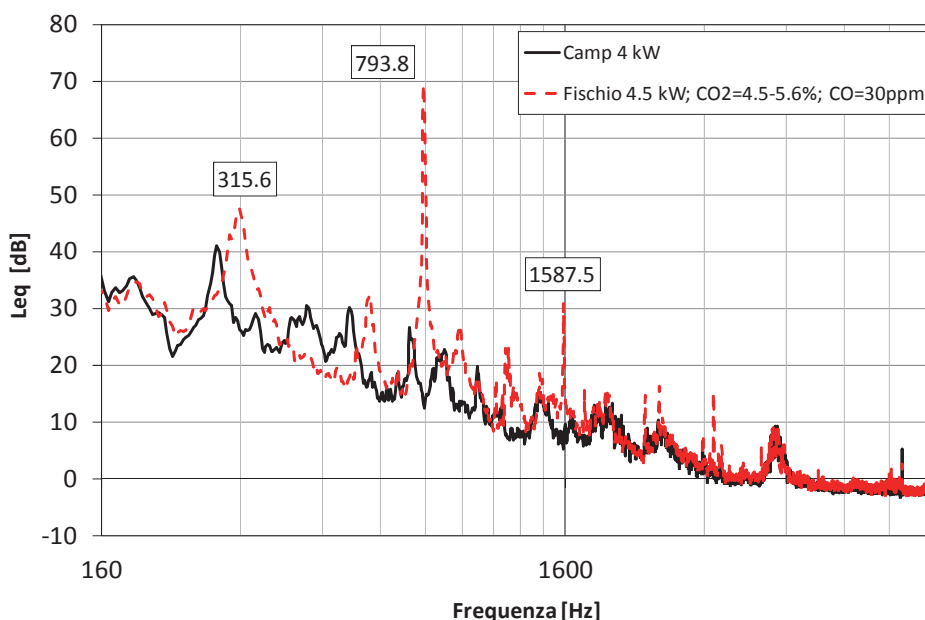


Figura 2.39 – FFT della combustione confinata con (Fischio) e senza (Camp) “Hooting”

Nella seconda giornata di misura il bruciatore modificato ha presentato livelli molto più alti e frequenze caratteristiche diverse (Figura 2.40). A bassa frequenza si nota un generale abbassamento del livello di pressione e uno spostamento del picco che nella prima giornata di misura era stato rilevato a 315 Hz. Alla potenza di 1.54 kW dai 500 Hz si nota un aumento globale del livello di pressione.

L'aumento del livello di pressione risulta molto marcato soprattutto in corrispondenza della frequenza fondamentale del fenomeno “Hooting” e della prima armonica che in FFT risultano rispettivamente pari a 687.5 Hz e 1375 Hz.

Queste differenze riscontrate tra la prima e la seconda giornata di prova mettono in luce delle proprietà interessanti del fenomeno “Hooting”:

- Non è un fenomeno di risonanza della cavità acustica, in quanto la stessa geometria ha restituito delle frequenze nettamente diverse.

- Il fenomeno è influenzato dall'emissività superficiale del bruciatore. Infatti, mentre nella prima giornata di prova il bruciatore era nuovo e la superficie era lucida (bassa emissività), nella seconda giornata la superficie era opaca a causa dell'ossido superficiale creatosi sul diffusore (alta emissività).

Sono state proprio queste differenze e quelle riscontrate tra i due bruciatori che verranno commentate nel prossimo paragrafo, ad ispirare la seconda fase della caratterizzazione acustica del fenomeno "Hooting".

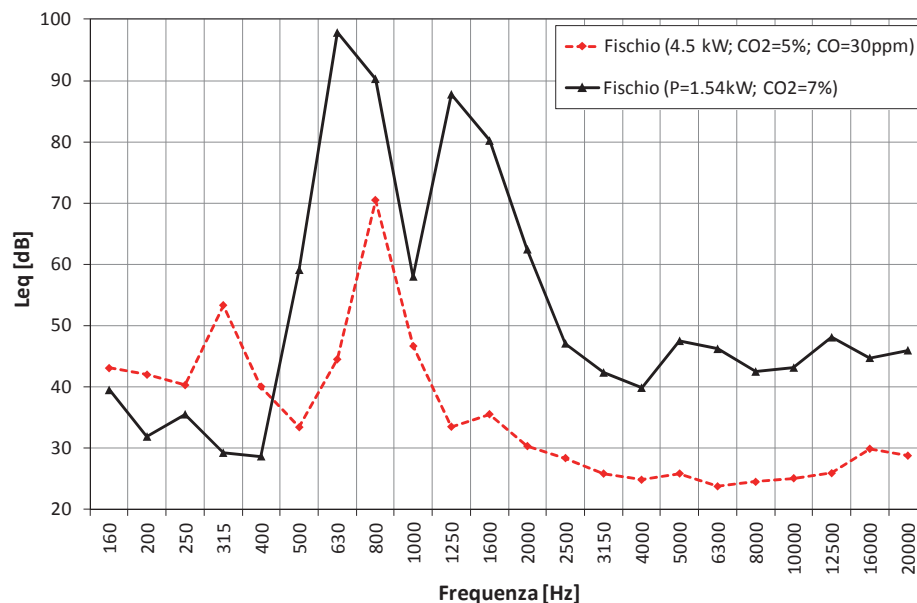


Figura 2.40 – Confronto in 1/3 di ottava tra misure del funzionamento con "Hooting" del bruciatore modificato eseguite in due giornate di misura distinte

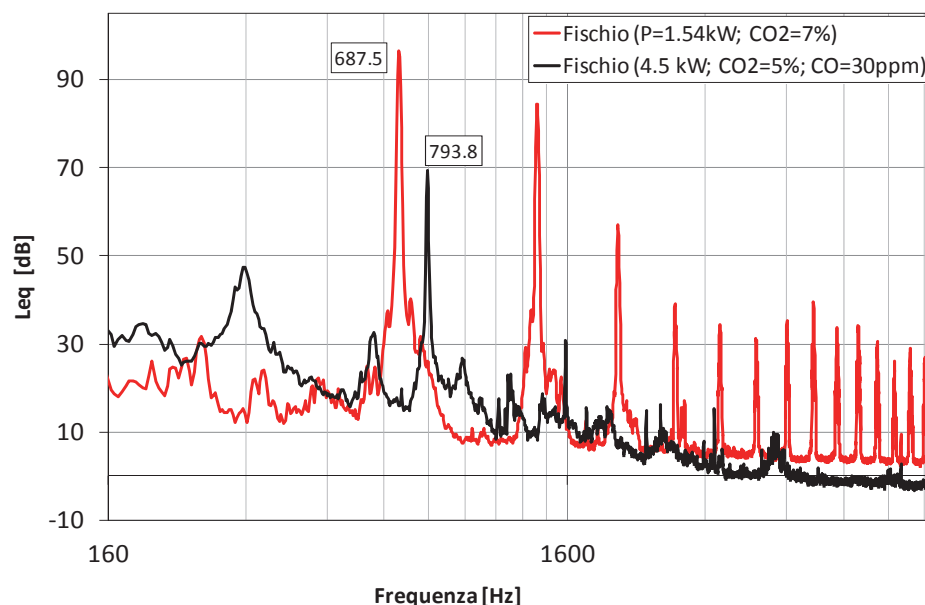


Figura 2.41 – Confronto in FFT tra misure del funzionamento con "Hooting" del bruciatore modificato eseguite in due giornate di misura distinte

2.2.3 Confronto tra bruciatore normale e modificato

Gli spettri del rumore emesso dai due bruciatori in aria libera hanno un andamento molto simile, ma il livello di pressione del bruciatore modificato ha valori più bassi di quello del bruciatore completo a tutte le frequenze (Figura 2.42).

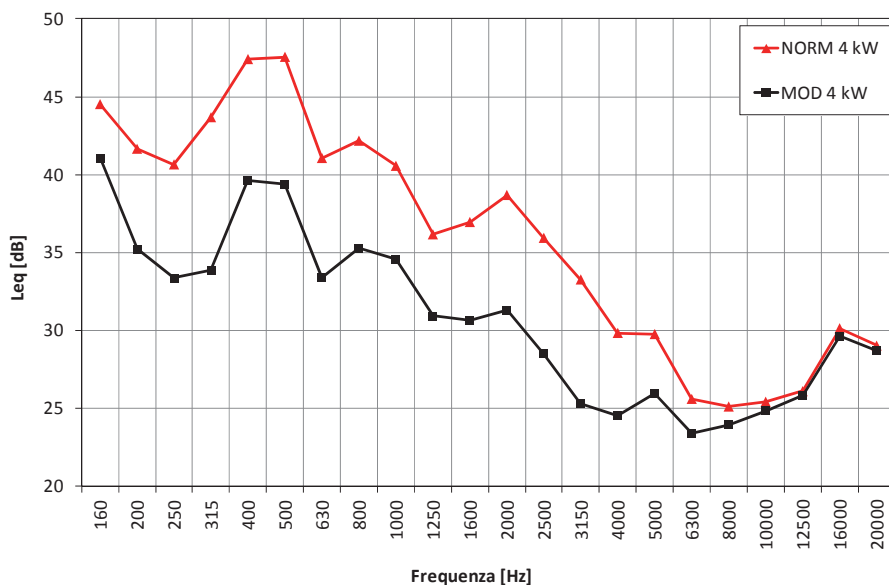


Figura 2.42 – Confronto in 1/3 di ottava tra funzionamento in aria libera del bruciatore normale (NORM) e modificato (MOD)

All'interno della campana il bruciatore normale (Camp NORM 4 kW) ha un livello maggiore fino alla frequenza di 1000 Hz, poi i due spettri si avvicinano fino a sovrapporsi dalla frequenza di 4000 Hz (Figura 2.43).

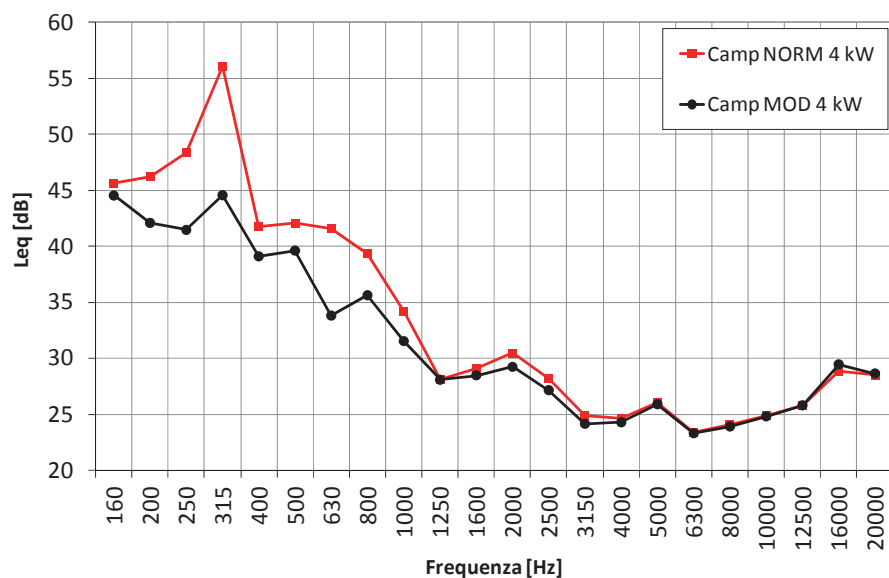


Figura 2.43 – Confronto in 1/3 di ottava tra funzionamento in campana del bruciatore normale (Camp NORM) e modificato (Camp MOD).

In presenza di “Hooting” gli spettri dei bruciatori nel primo giorno di misura, presentano le stesse frequenze di centro-banda caratteristiche (315 Hz; 800 Hz; 1600 Hz), ma il bruciatore modificato ($P=4.5$ kW) ha un livello molto minore (Figura 2.44).

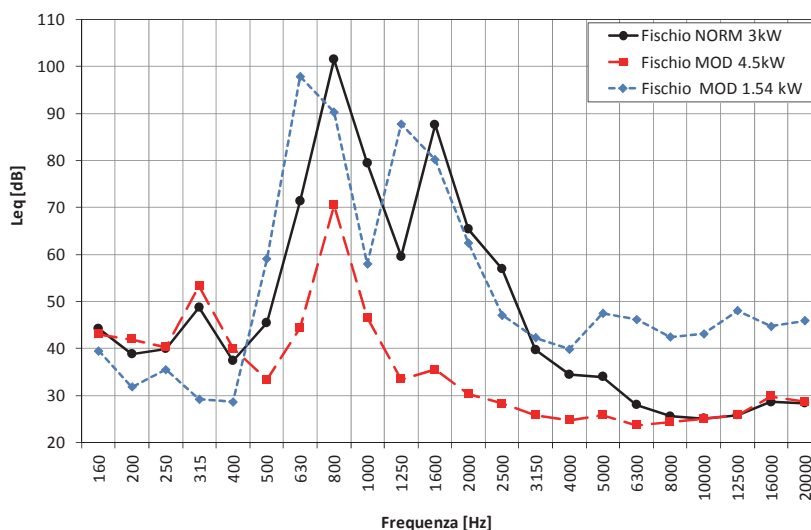


Figura 2.44 – Confronto in 1/3 di ottava tra funzionamento in campana del bruciatore normale (Fischio NORM) e modificato (Fischio MOD).

Nella seconda giornata di prove, il bruciatore modificato (Fischio Mod; $P=1.54$ kW) è caratterizzato da un livello più elevato, comparabile a quello del bruciatore intero, mentre le frequenze caratteristiche del fenomeno sono più basse (250 Hz, 630 Hz, 1600 Hz).

In FFT le frequenze dei due bruciatori con potenza di funzionamento 3 kW e 4.5 kW hanno una differenza minima (Figura 2.45). Il bruciatore modificato (Fischio MOD) per la potenza di funzionamento di 4.5 kW è caratterizzato da frequenze sensibilmente più basse.

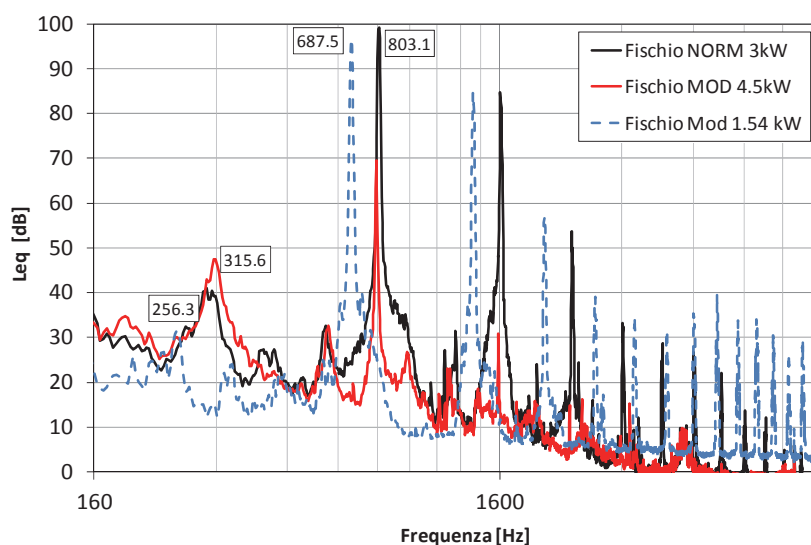


Figura 2.45 – Confronto in FFT del funzionamento con “Hooting” del bruciatore completo (Fischio NORM) e modificato (Fischio MOD) eseguite in due diverse giornate di misura

Tabella 2.2 – Frequenze caratteristiche dell'”Hooting”

<i>Frequenze caratteristiche del fenomeno “Hooting”</i>		
Bruciatore completo P=3 kW	Bruciatore modificato P=4.5 kW	Bruciatore modificato P=1.54 kW
[Hz]	[Hz]	[Hz]
1606.3	1587.5	1375

2.2.4 Caratterizzazione acustica del fenomeno “Hooting” al variare delle condizioni al contorno di funzionamento.

La seconda fase delle misure sperimentali eseguite è stata utilizzata per indagare l'influenza delle condizioni al contorno di funzionamento della caldaia, sulla comparsa o sulla variazione del contenuto in frequenza del fenomeno ”Hooting”. A tale scopo sono state realizzate prove aumentando le dimensioni della camera di combustione, diminuendo la lunghezza del camino e variando geometria e dimensioni sia del bruciatore che dei fori presenti su distributore e diffusore. Oltre alle variazioni di geometria, sono state valutate l'influenza dello scambio termico e della tipologia di flusso che la miscela ha all'ingresso del bruciatore. Oltre al livello di pressione acustica è stata misurata, con l'utilizzo di tre termocoppie, la temperatura al centro dei fori del diffusore (”Fiamma”), al centro della zona C e della zona D del bruciatore (zona D parte inferiore ai fori del diffusore, zona C parte superiore ai fori del diffusore) (Figura 2.46).

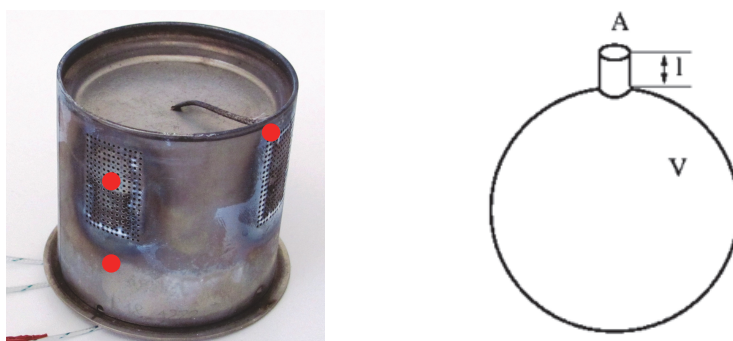


Figura 2.46 – A sinistra bruciatore con termocoppie applicate (punti di misura evidenziati in rosso), a destra schema di un risonatore di Helmholtz.

La cavità formata da camera di combustione più camino di evacuazione fumi, può essere considerata come un risonatore di Helmholtz, nel quale la cavità è rappresentata dalla camera di combustione, mentre il collo è il camino. La frequenza di risonanza del sistema sarà facilmente calcolabile con la seguente formula:

$$f_H = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{VL}} \quad [Hz] \quad (2.2)$$

dove c è la velocità del suono in [m/s], A è la sezione di passaggio del collo del risonatore espressa in [m], V è il volume della cavità in [m³] e L è la lunghezza del collo espressa in [m].

Per valutare l'esistenza di una relazione tra "Hooting" e geometria, è stato utilizzato un camino lungo 7 cm anziché 78 cm (camera di combustione raggio=85 mm, altezza=400 mm). Considerando una velocità del suono media di 500 m/s (temperatura calcolata come media delle temperature ottenute con le simulazioni CFD) e approssimando il sistema a un risonatore di Helmholtz, la diminuzione della lunghezza del camino determina un aumento di circa 150 Hz della prima frequenza di risonanza della cavità (da 66 Hz a 220 Hz).

In FFT l'"Hooting" con camino di 7 cm ($P=1.42$ kW; $CO_2=10.3$ %) presenta una componente tonale caratteristica del fenomeno minore di soli 7.8 Hz rispetto al funzionamento con camino standard ($P=1.66$ kW; $CO_2=9.2$ %) (Figura 2.47). Non si notano quindi variazioni tali da poter ipotizzare che il fenomeno "Hooting" sia legato all'eccitazione da parte della fiamma dei modi acustici della camera di combustione. L'unica differenza esistente tra le due misure, che sembra essere legata all'eccitazione dei modi acustici di cavità, è il picco a 262.5 Hz presente esclusivamente per la caldaia con camino di 78 cm. I modi propri della cavità, in effetti, diminuendo la lunghezza del camino non sono eccitati dalle perturbazioni a bassa frequenza della combustione, in quanto risultano traslati a frequenze più elevate rispetto a quelle della camera con camino di 78 cm.

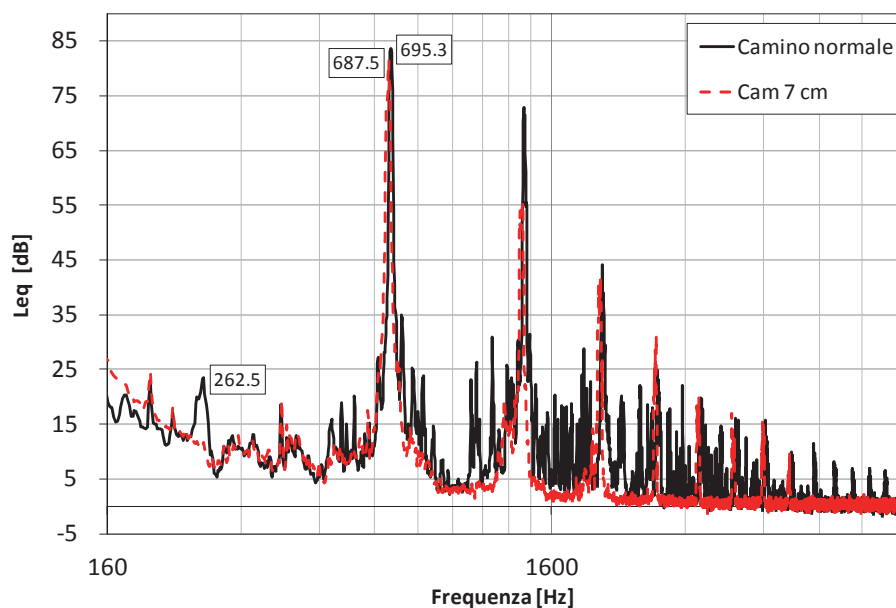


Figura 2.47 – Confronto in FFT dell'"Hooting" con camino normale e di 7 cm (Cam 7 cm)

Considerata la risoluzione in frequenza del grafico di 0.78 Hz, le differenze osservate, che acusticamente non hanno una grande rilevanza, possono risultare interessanti per capire la dinamica del fenomeno "Hooting". Nel caso specifico la diminuzione di potenza ha determinato una diminuzione della frequenza della componente tonale principale. Questo comportamento è in accordo con quanto osservato per l'"Hooting" ottenuto con il bruciatore modificato (Tabella 2.2), il quale al diminuire della potenza termica di funzionamento vede diminuire la sua frequenza caratteristica.

Oltre alle prove realizzate con camino più corto, sono state realizzate misure con camera di combustione di dimensioni maggiori (camera di combustione

raggio=232 mm, altezza=595 mm). Durante le prove svolte con campana grande, il fenomeno “Hooting” non è comparso per nessuna potenza di funzionamento testata, e per nessuna tipologia di bruciatore utilizzata.

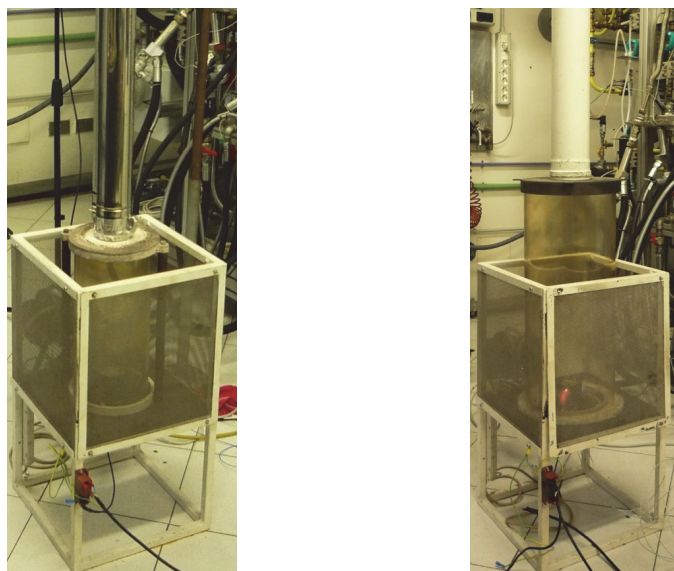


Figura 2.48 – A sinistra camera di combustione standard ($r=85$ mm $h=400$ mm), a destra camera di dimensioni maggiori ($r=232$ mm $h=595$ mm).

L’assenza d’instabilità non è legata alla geometria della cavità acustica, poiché il primo modo acustico della camera utilizzando la formula (2.2) è circa 20 Hz, ma dipende dalla variazione delle condizioni di scambio termico tra fiamma e ambiente circostante. L’aumento delle dimensioni della camera determina l’aumento di superfici di contorno a bassa temperatura (400-600 K), con cui la fiamma scambia calore per convezione ed irraggiamento. Lo scambio termico provoca la diminuzione della temperatura di fiamma, che per basse potenze non possiede energia sufficiente per far funzionare in condizione radiante il bruciatore (Figura 2.49).

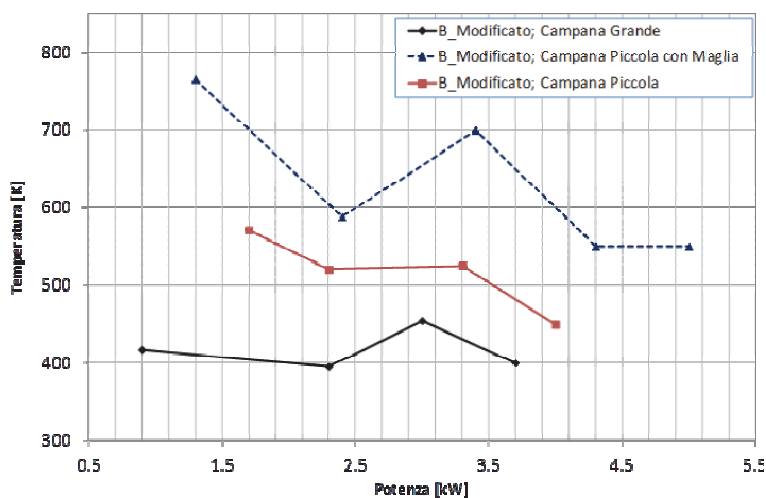


Figura 2.49 – Confronto della temperatura di fiamma del bruciatore modificato, nel caso di funzionamento con campana piccola, campana grande e campana piccola con rete.

Analizzando le temperature rilevate in corrispondenza di fori del diffusore, zona D e zona C, si nota che la riduzione di temperatura del bruciatore funzionante all'interno della campana grande è generalizzata. La temperatura misurata nella zona di "Fiamma" è di circa 100°C superiore a quella di zona C e zona D che per tutte le condizioni di funzionamento hanno valori molto simili tra loro (Figura 2.50). A causa delle condizioni di funzionamento descritte il fenomeno "Hooting" è inibito.

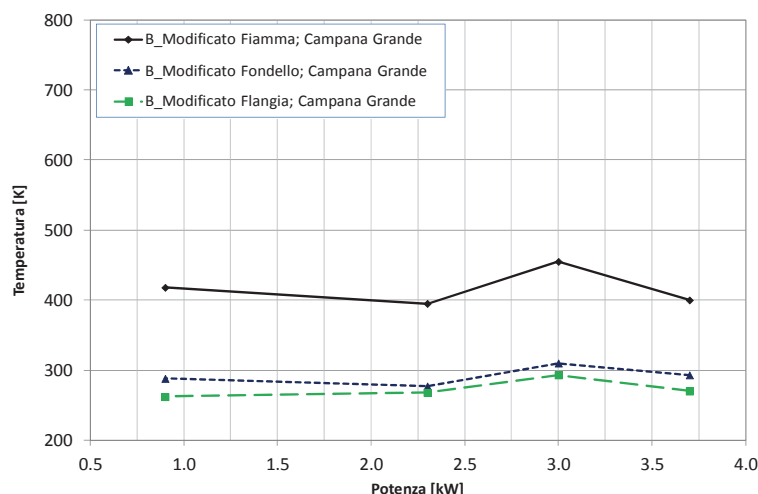


Figura 2.50 – Temperature del bruciatore modificato rilevate in corrispondenza della fiamma, del zona C e della zona D per funzionamento all'interno della campana grande.

Lo scambio termico con le superfici della camera di combustione e del bruciatore abbassa quindi la temperatura del fronte di fiamma. Questa temperatura governa la velocità di combustione e quindi la forma e la posizione della fiamma nello spazio. Per funzionamenti ad alta potenza la fiamma, che a causa delle alte velocità di flusso si stabilizza lontano dalla superficie del diffusore, scambia calore principalmente con le superfici della camera di combustione e in piccola parte con il bruciatore. Quando la caldaia funziona a bassa potenza al contrario (basse velocità di flusso), il fronte di fiamma è molto vicino alla superficie esterna del bruciatore e la quantità di calore scambiato tra fiamma e pareti della camera, è simile a quella scambiata tra fiamma e bruciatore. In queste condizioni il fronte di fiamma è instabile e tende a spostarsi alternativamente verso il bruciatore e verso le pareti della caldaia generando delle fluttuazioni ad alta frequenza non visibili ad occhio nudo.

Alla luce di queste considerazioni per valutare l'influenza delle variazioni delle condizioni di scambio termico sul contenuto in frequenza dell'"Hooting", sono stati utilizzati dei materiali metallici porosi aventi diverse densità avvolte alternativamente all'esterno e all'interno della camera di combustione, oppure è stato inserito un materiale refrattario all'interno della camera (Figura 2.51).

La presenza del materiale metallico poroso provoca una variazione dello scambio termico tra fiamma e ambiente circostante sia per convezione che per irraggiamento, determinando l'aumento di temperatura del corpo del bruciatore (Figura 2.49).

In particolare nel caso di materiale poroso a bassa densità inserito all'interno della camera, aumenta lo scambio per convezione e quindi la fiamma dovrebbe risultare più fredda, ma in contemporanea il materiale diventando incandescente retro irraggia calore alla fiamma stessa scaldandola. Il risultato è un "Hooting" molto più stabile nel tempo sia in ampiezza che in durata. Inoltre una volta innescato il fenomeno risulta poco sensibile alla variazione della portata di miscela ingresso, dalla potenza termica di 1.74 kW alla quale si manifesta, il comportamento tonale rimane stabile fino a potenze di circa 1.3 kW.

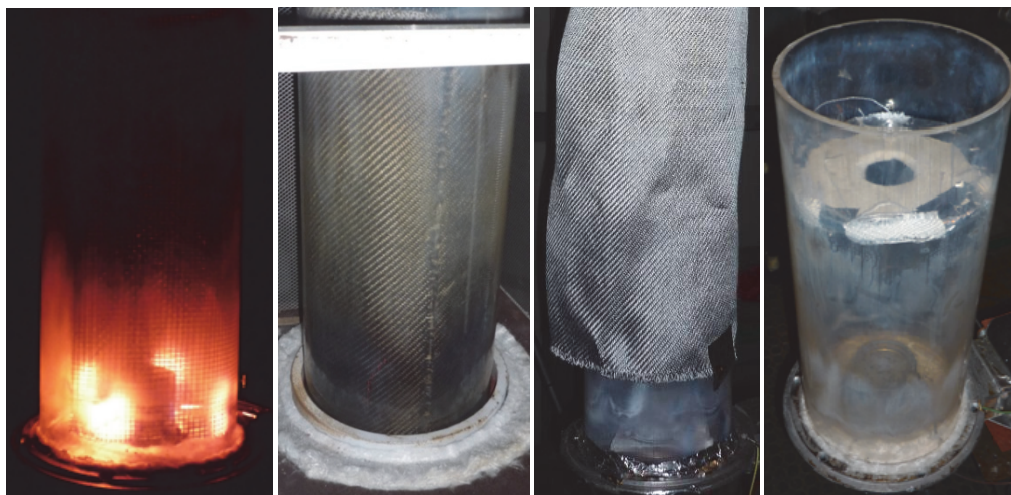


Figura 2.51 – Da sinistra a destra: materiale metallico poroso a bassa densità e ad alta densità inseriti all'interno della camera di combustione, materiale metallico avvolto attorno alla camera, materiale refrattario all'interno della camera.

Il materiale metallico poroso ad alta densità al contrario stabilizza il funzionamento standard della caldaia, in quanto per tutte le potenze di funzionamento e per tutti i bruciatori utilizzati, il fenomeno "Hooting" non è mai comparso. Questo comportamento può essere legato proprio alla densità della porosità del materiale, che essendo maggiore, determina una più ampia superficie di scambio termico. L'aumento di scambio termico raffredda la fiamma che al contrario di quanto osservato per i materiali porosità bassa densità non è riscaldata dal retro-irraggiamento, poiché le basse potenze in gioco non permettono al materiale di diventare incandescente (Figura 2.52).



Figura 2.52 – Materiale poroso a bassa densità (sinistra) e materiale ad elevata densità (destra), alla medesima potenza di funzionamento del bruciatore modificato.

Il materiale metallico poroso avvolto all'esterno della campana rappresenta una situazione intermedia alle due appena commentate. In questa configurazione il materiale si comporta come uno schermo e oltre a diminuire la quantità di calore che la superficie esterna della campana scambia con l'ambiente circostante, pur assorbendo calore dalla superficie esterna della camera di combustione non fornisce un retro-irraggiamento sensibile. In questo modo la temperatura della fiamma si stabilizza a valori minori di temperatura rispetto al caso senza materiale metallico poroso, determinando la destabilizzazione nel tempo e in ampiezza del fenomeno "Hooting".

In 1/3 di ottava (Figura 2.53) la presenza del materiale metallico (interno o esterno) determina una diminuzione dello spettro a 250 e 315 Hz.

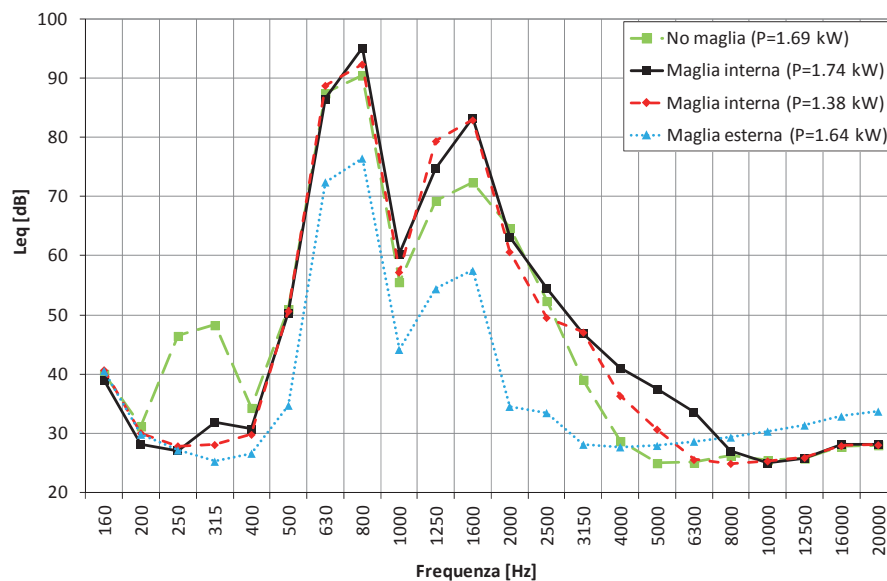


Figura 2.53 – Confronto in 1/3 di ottava tra "Hooting" con materiale metallico poroso interno, esterno e senza materiale.

Il materiale esterno alla camera provoca una diminuzione dello spettro alla frequenza caratteristica del comportamento tonale e alla prima armonica. Questa diminuzione è legata alla minor durata temporale del fenomeno rispetto a quello più continuo registrato nelle altre tre condizioni graficate.

La presenza del materiale metallico all'interno della camera determina un aumento del livello di pressione acustica in corrispondenza dei 1250 e 1600 Hz (frequenze contenenti la seconda armonica dell'"Hooting").

In FFT si nota che le frequenze caratteristiche dell'"Hooting" cambiano solo per il funzionamento con materiale metallico poroso interno alla potenza di 1.74 kW. In questa condizione di funzionamento la frequenza è di 10 Hz più alta rispetto alle altre condizioni di funzionamento. Anche in questo caso il comportamento è in accordo con quanto osservato per il camino di 7 cm (Figura 2.47) e per il bruciatore modificato (Tabella 2.2).

L'inserimento di un materiale refrattario inibisce la comparsa del fenomeno "Hooting" per tutto il range di potenza termica di funzionamento del bruciatore modificato. Questo comportamento è legato alla diminuzione di superficie con la quale il bruciatore scambia calore per irraggiamento. La fiamma in queste

condizioni tende ad assumere temperature più elevate e quindi stabilizza il funzionamento standard della caldaia.

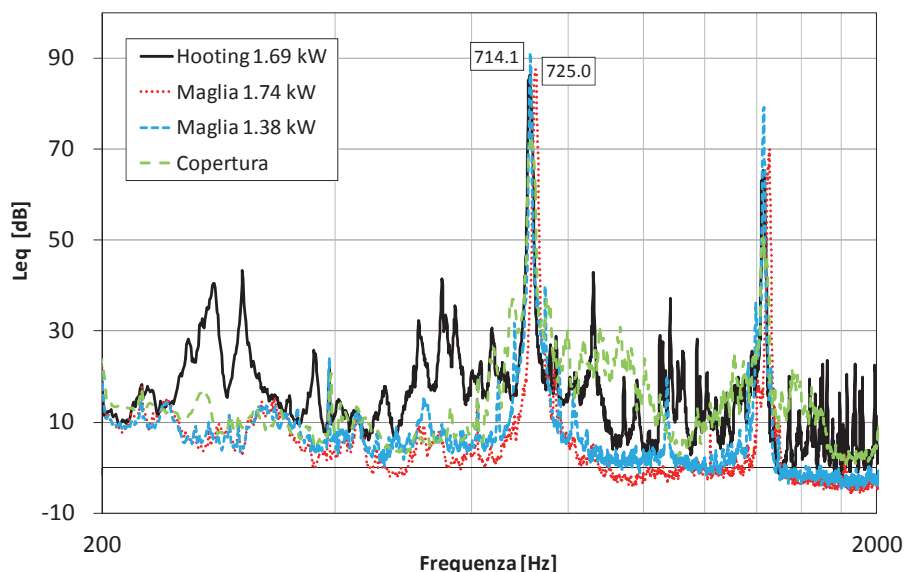


Figura 2.54 – Confronto FFT tra “Hooting” con materiale metallico poroso interno (Maglia) o esterno (Copertura) e funzionamento senza materiale (Hooting).

L'ultimo elemento del prototipo di caldaia analizzato è il bruciatore. Sono stati realizzati e testati diversi modelli di bruciatori per valutare rispettivamente l'influenza sull'“Hooting” della zona D e C del bruciatore, e della tipologia di fori realizzati sul diffusore.

Rispetto al modello modificato sono stati costruiti bruciatori con:

- C aumentato (C)
- D aumentato (D)
- Diffusore con asole (Asole)

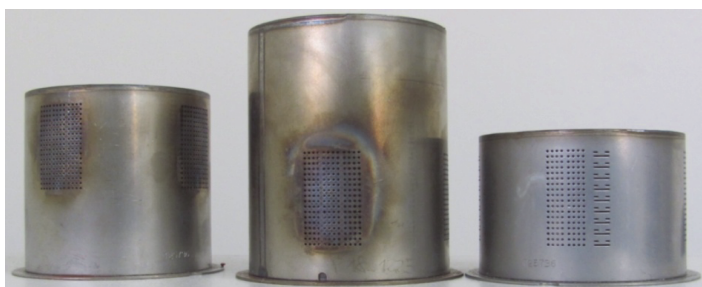


Figura 2.55 – Da sinistra bruciatore con D aumentato, bruciatore con C aumentato e bruciatore con asole e fori

Oltre ai tre modelli costruiti è stato nuovamente testato il bruciatore modificato. Tutti i modelli realizzati hanno presentato per determinate condizioni di funzionamento l'insorgere del fenomeno “Hooting” (Figura 2.56). In particolare mentre i bruciatori D, Asole e Modificato hanno frequenze caratteristiche del fenomeno “Hooting” molto simili (Da 615 Hz a 630 Hz), il bruciatore C ha

frequenze caratteristiche molto più elevate (1700 Hz). Questo comportamento conferma ancora una volta che l'”Hooting” non è generato dalla risonanza acustica della cavità, in quanto in questa prova, la dimensione della camera è rimasta costante.

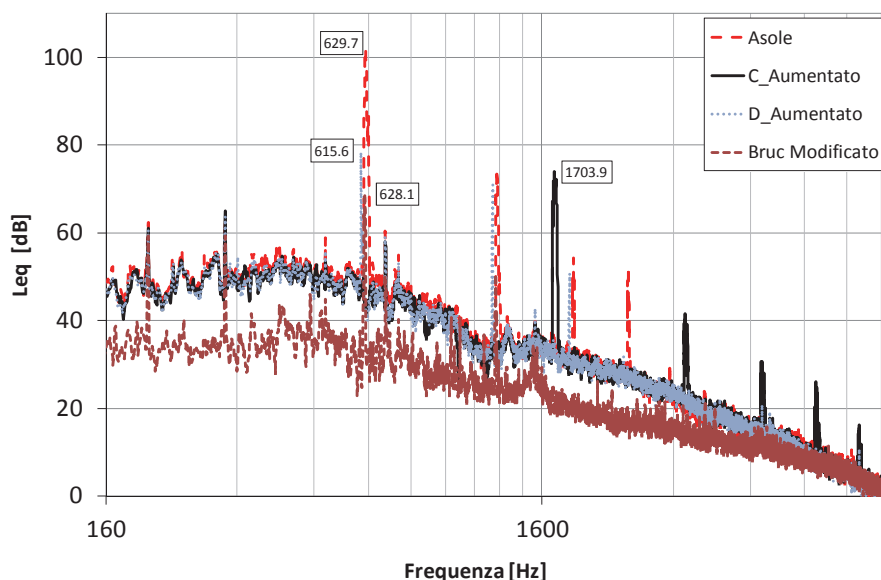


Figura 2.56 – Confronto FFT dei bruciatori: C aumentato, D aumentato, asole e modificato in presenza del fenomeno “Hooting”.

L'”Hooting” ottenuto con il bruciatore C aumentato è caratterizzato, per diverse potenze di funzionamento ($P=1.8$ kW; $P=1.6$ kW), da frequenze caratteristiche ben distinte (1704.7 Hz; 653.1 Hz) e dalle loro armoniche successive (Figura 2.57).

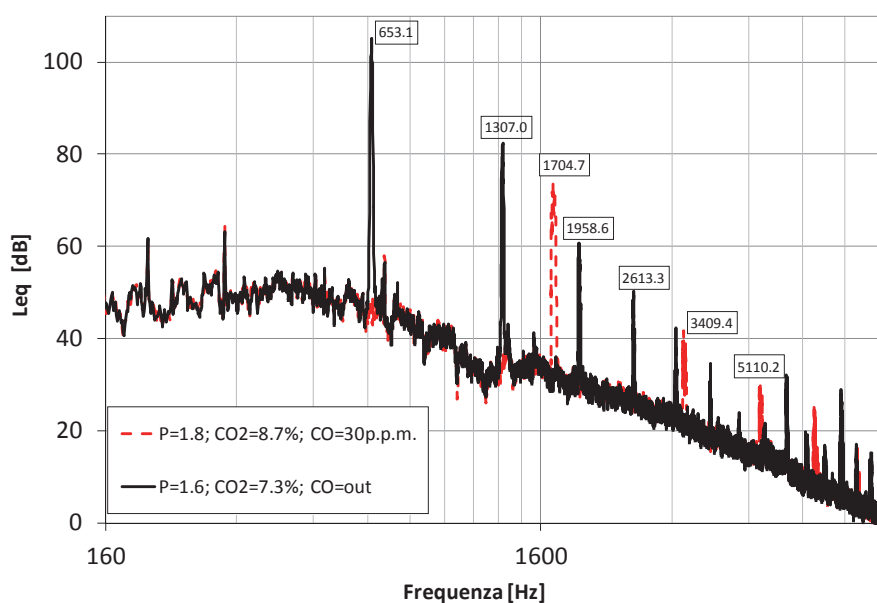


Figura 2.57 – FFT “Hooting” per diverse potenze di funzionamento del bruciatore C aumentato.

Questo comportamento evidenzia come il fenomeno non stazionario sia anche molto instabile, in quanto piccole differenze di potenza, provocano un cambiamento radicale delle frequenze acustiche caratteristiche.

Anche con il bruciatore modificato il fenomeno “Hooting” si è presentato a due diverse potenze e frequenze, anche se in questo caso con differenze ridotte (650 Hz a 1.5 kW; 625.8 Hz a 0.7 kW) (Figura 2.58).

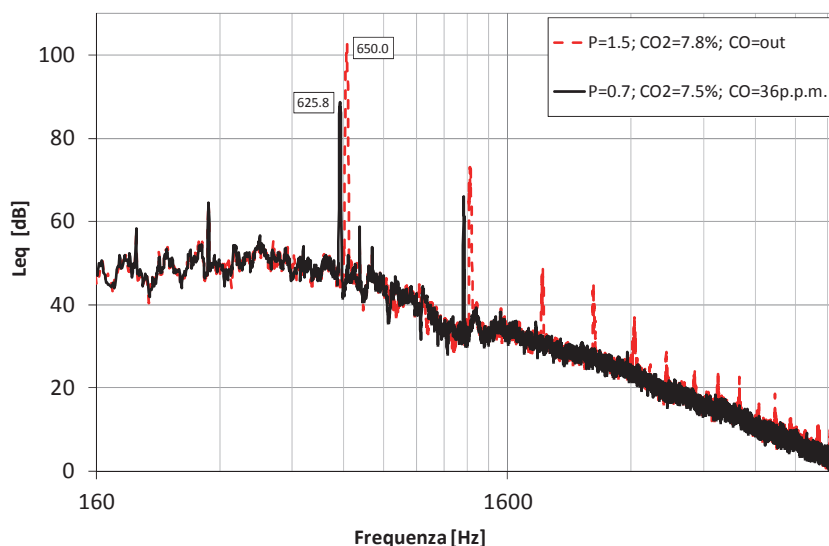


Figura 2.58 – FFT del fenomeno “Hooting” per diverse potenze di funzionamento del bruciatore modificato.

Sia il bruciatore C che quello modificato hanno confermato ancora una volta come la frequenza caratteristica del fenomeno “Hooting” diminuisce al diminuire della potenza di funzionamento.

Analizzando la temperatura (Figura 2.59) rilevata al centro del diffusore si può notare come all’interno della campana grande il bruciatore modificato e quello completo presentano valori costanti al variare della potenza di funzionamento mentre i bruciatori C e D sono molto più sensibili alle variazioni di potenza di funzionamento.

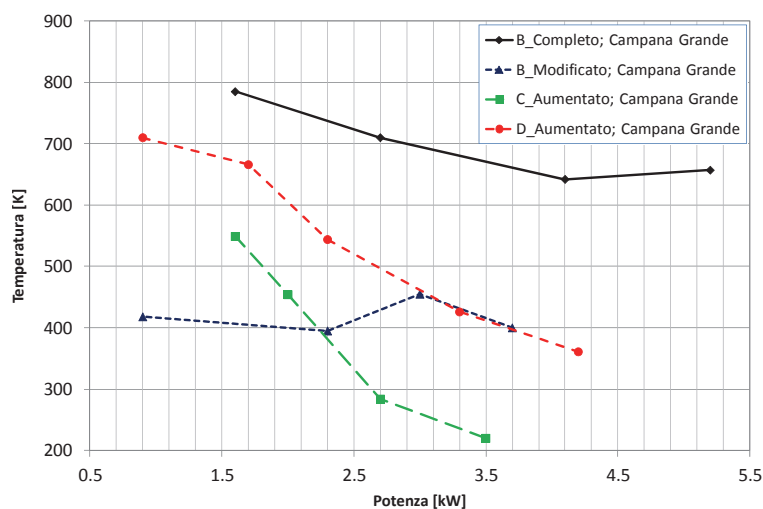


Figura 2.59 – Confronto tra le temperature dei bruciatori: C, D, modificato, completo rilevate in corrispondenza della “Fiamma”, nel caso di funzionamento in campana grande.

Questo comportamento è giustificato dall'aumento della superficie di scambio termico che si ha per questi bruciatori rispetto a quello modificato. A basse potenze le temperature sono elevate perché la fiamma è vicina al diffusore, all'aumentare della potenza il fronte di fiamma si allontana e le temperature diminuiscono molto velocemente le superfici di scambio termico non forate sono maggiori rispetto a quelle che si hanno nel bruciatore modificato. Queste superfici vengono raffreddate dalla miscela fresca presente all'interno del bruciatore provocando una diminuzione di temperatura anche nella zona "fiamma". Il bruciatore completo è caratterizzato da una temperatura più elevata proprio a causa del meccanismo appena spiegato. In questo bruciatore la superficie non forata è ancora minore e di conseguenza la temperatura del corpo risente ancora meno della variazione di potenza.

La percentuale di foratura del diffusore è dunque una caratteristica molto importante per la stabilità della fiamma, si è notato, infatti, che durante il fenomeno "Hooting" si hanno grosse variazioni di temperatura e composizione dei gas di scarico ($\Delta T=200^{\circ}\text{C}$, CO passa da valori bassi a valori fuori scala) variazioni che sono più accentuate più la percentuale di foratura è bassa.

Solitamente per eliminare la comparsa dell'"Hooting" all'interno del range di funzionamento del bruciatore a volte si ricorre proprio alla variazione delle dimensioni di C e D e quindi della parte non forata del bruciatore. D'altra parte la percentuale di foratura non può assumere valori troppo elevati, poiché più la percentuale è alta, più diminuisce la resistenza meccanica alle sollecitazioni termiche.

All'interno della campana piccola con materiale metallico poroso inserito i bruciatori sono caratterizzati da temperature più elevate e presentano tutti un'elevata sensibilità della temperatura alla variazione della potenza termica di funzionamento. Il materiale tende ad alzare la temperatura perché funge da schermo contro la dispersione del calore verso l'esterno, ma allo stesso tempo quando la potenza di funzionamento aumenta tende ad assorbire una quantità sempre maggiore di calore provocando un'elevata variazione delle temperature in gioco al variare della potenza.

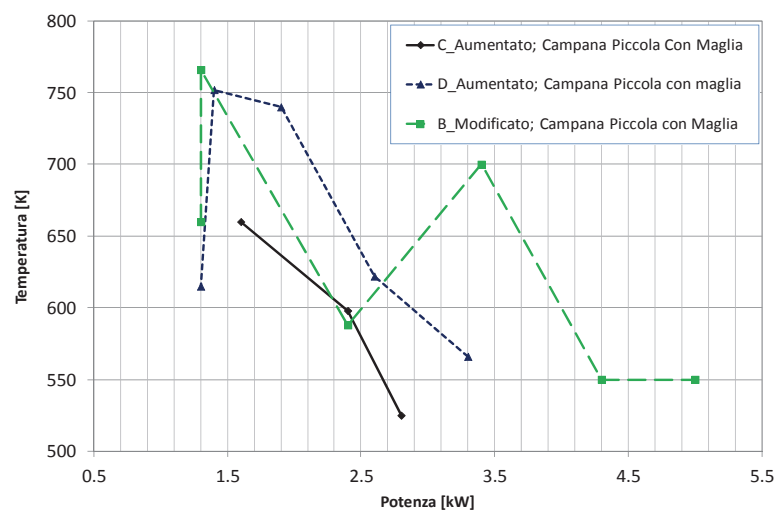


Figura 2.60 – Temperature nella zona "fiamma" dei bruciatori C, D, modificato e completo, funzionamento all'interno della campana piccola con materiale metallico.

L'alimentazione della miscela nelle caldaie a condensazione è fornita da un ventilatore centrifugo che provoca un flusso pulsante in ingresso della camera di combustione. Per valutare se questa pulsazione può essere in qualche modo legata al fenomeno "Hooting", è stato costruito un "plenum", da interporre tra ventilatore e miscelatore prima dell'ingresso del flusso di miscela in camera di combustione. Il "plenum" è un contenitore avente un volume tale da permettere la regolarizzazione del flusso pulsante di miscela che entra in camera di combustione rendendolo continuo, e permette quindi un confronto tra "Hooting" che si instaura con miscela in ingresso costante e miscela in ingresso pulsante.

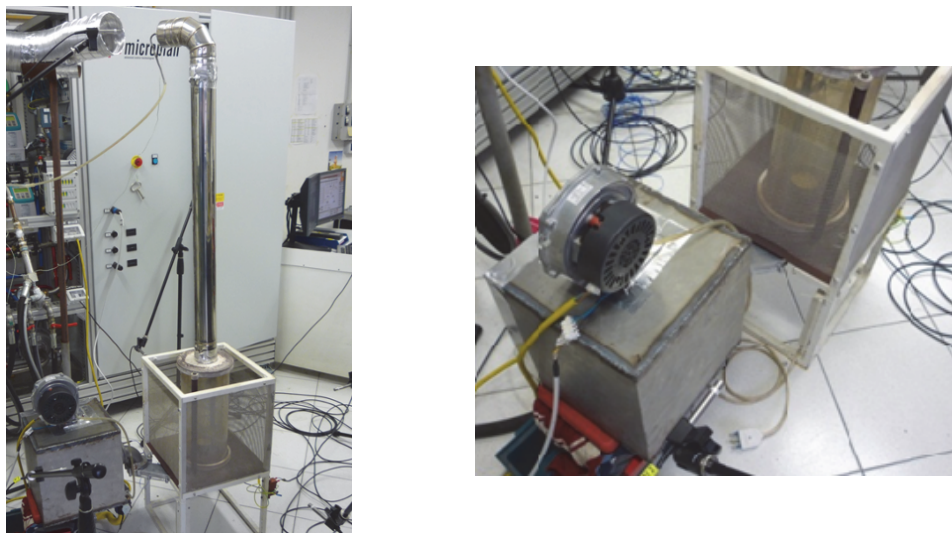


Figura 2.61 – Plenum utilizzato per stabilizzare il flusso di miscela in ingresso della camera di combustione

Il fenomeno non stazionario s'innesca alla stessa potenza termica sia con che senza plenum e presenta il medesimo spettro acustico (Figura 2.62).

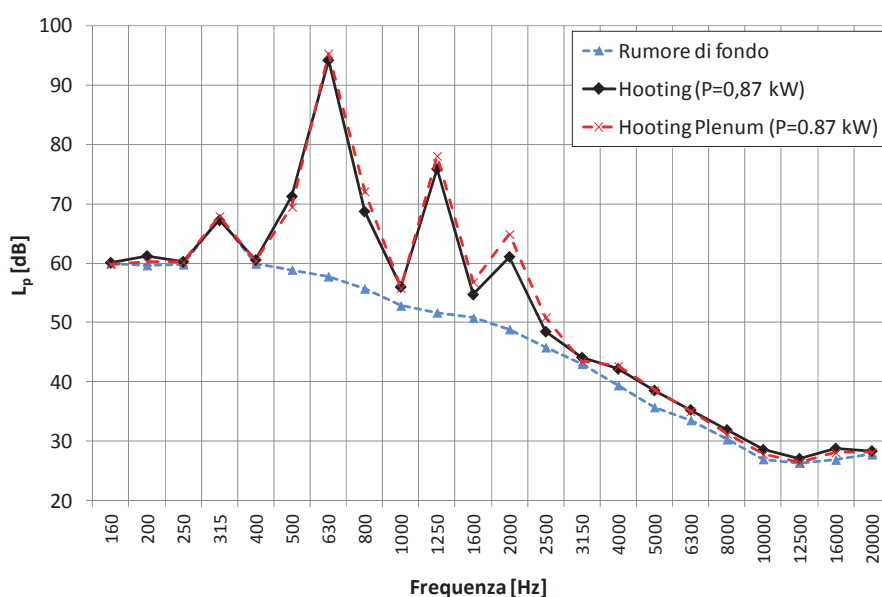


Figura 2.62 – Confronto in 1/3 di ottava tra "Hooting" con e senza "Plenum"

Dal confronto in FFT (Figura 2.63) tra funzionamento con e senza plenum si nota una differenza di soli 10 Hz in corrispondenza della frequenza tonale caratteristica dell'“Hooting”.

Si può affermare dunque che il fenomeno di instabilità “Hooting” non dipende dalla pulsazione che caratterizza il flusso di miscela in ingresso della camera di combustione.

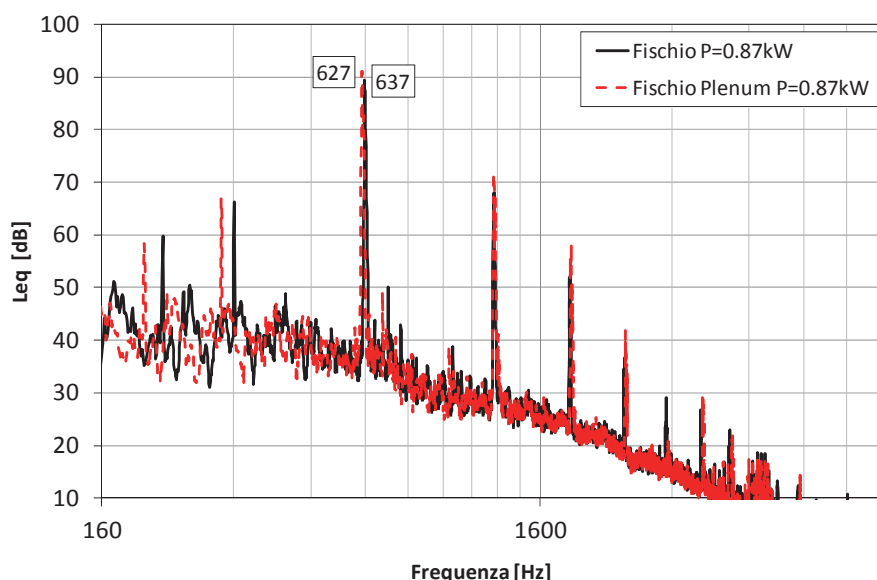


Figura 2.63 – Confronto FFT tra “Hooting” con e senza “Plenum”

2.2.5 Osservazioni

Realizzando una tabella riassuntiva (Tabella 2.3) di tutte le prove eseguite con il bruciatore modificato, si può notare che sia la frequenza caratteristica, che le condizioni di potenza termica alla quale si innesca il fenomeno, variano al variare delle condizioni al contorno.

Tabella 2.3– Riassunto dei valori di frequenza dell'“Hooting” misurati.

Potenza [kW]	Condizioni di funzionamento	CO ₂ %	Frequenza [Hz]
4.5	Bruciatore nuovo	6	793.8
2.48	Sistema base	7.8	741.4
2.43	Sistema base	7.6	706.3
1.74	Materiale metallico poroso interno	9.3	725.8
1.66	Sistema base	8	695.3
1.64	Materiale metallico poroso esterno	9	715.6
1.54	Sistema base	7	687.5
1.5	Sistema base	7.8	650
1.42	Camino 7 cm	10.3	689
1.38	Materiale metallico poroso interno	8.3	714.1
0.87	Plenum	7.6	637
0.87	Sistema base	7.6	627
0.7	Sistema base	7.5	625.8

In particolare la potenza alla quale l'”Hooting” compare è diminuita passando dai 2.48 kW delle prime prove realizzate, ai 0.87 kW dell'ultima prova realizzata con e senza plenum in ingresso. Anche il range di frequenze registrate nell'arco delle prove è abbastanza ampio e va da 627.3 Hz a 741.4 Hz.

È importante sottolineare che l'aumento della frequenza caratteristica con la potenza termica, osservata nei paragrafi precedenti, dipende anche da altre condizioni al contorno di funzionamento. Ad esempio il funzionamento con materiale metallico poroso non può essere direttamente confrontato con quello standard in quanto il retro irraggiamento del materiale provoca un aumento di temperatura del bruciatore che per raggiungere condizioni di funzionamento per irraggiamento, richiede una minore potenza.

CAPITOLO 3

MODELLAZIONE NUMERICA DEL RUMORE DELLA COMBUSTIONE

3.1 INTRODUZIONE

Nel seguente capitolo saranno descritti i modelli numerici realizzati per il calcolo del rumore della combustione e dei fenomeni non stazionari che possono verificarsi nel caso di fiamme confinate.

Come discusso nel Capitolo 2 il fenomeno “Hooting” non sembra dipendere dalla geometria della camera di combustione, ma sembra piuttosto essere influenzato dalle condizioni di scambio termico che la fiamma ha con l’ambiente esterno. Al fine di simulare e verificare i meccanismi che partecipano alla generazione di questa non stazionarietà, sono state prese in esame le seguenti tecniche di modellazione numerica:

- Analisi modale agli elementi finiti (FEM) della camera di combustione del prototipo di caldaia utilizzato per le misure sperimentali, realizzato con il FEM acustico di LMS Virtual.Lab, sia in presenza che in assenza di gradiente di temperatura.
- Modello ibrido della camera di combustione del prototipo che accoppia alla simulazione termofluidodinamica computazionale realizzata con Ansys CFX 12, una simulazione acustica (modello ibrido CFD/CTA) realizzata con il BEM acustico di LMS Virtual.Lab.
- Simulazione fluidodinamica computazionale (CFD) diretta del campo acustico presente all’interno della camera di combustione del prototipo, realizzata con Ansys CFX 12.

3.2 ANALISI MODALE FEM

Per valutare se la natura del fenomeno “Hooting” è legata all’interazione tra fiamma e acustica, sono state eseguite delle simulazioni agli elementi finiti (FEM) dei modi acustici della cavità formata da camera di combustione e camino.

Anche se la geometria della caldaia ha proprietà di assialsimmetria, è stato necessario per l’analisi modale utilizzare la geometria completa della cavità (Figura 3.1) in quanto, l’utilizzo di piani di simmetria, non permette di calcolare i modi trasversali della caldaia ma solo quelli longitudinali.

L’influenza del gradiente di temperatura all’interno del dominio fluido è stata valutata realizzando tre diverse simulazioni con due diversi programmi di simulazione: FEM acustico di LMS Virtual Lab Rev.9 e FEM di Ansys.

Il FEM di Ansys permette attraverso l’utilizzo di elementi fluidi (“Fluid29”), di poter risolvere problemi acustici e di poter utilizzare anche domini caratterizzati da un gradiente di temperatura.

Il FEM di Virtual Lab Rev.9 invece, permette esclusivamente di considerare domini di calcolo con proprietà omogenee e isotrope. Con questo software l’unico modo per considerare parzialmente l’effetto della temperatura non uniforme, è dividere il dominio in diversi sottodomini ognuno dei quali ha una sua temperatura uniforme.

Al fine di validare i modelli acustici realizzati con il FEM di Ansys, è stato realizzato un modello FEM con mezzo acustico a temperatura costante

($T=15^{\circ}\text{C}$), in modo da poter confrontare i risultati ottenuti con quelli del FEM acustico di LMS.

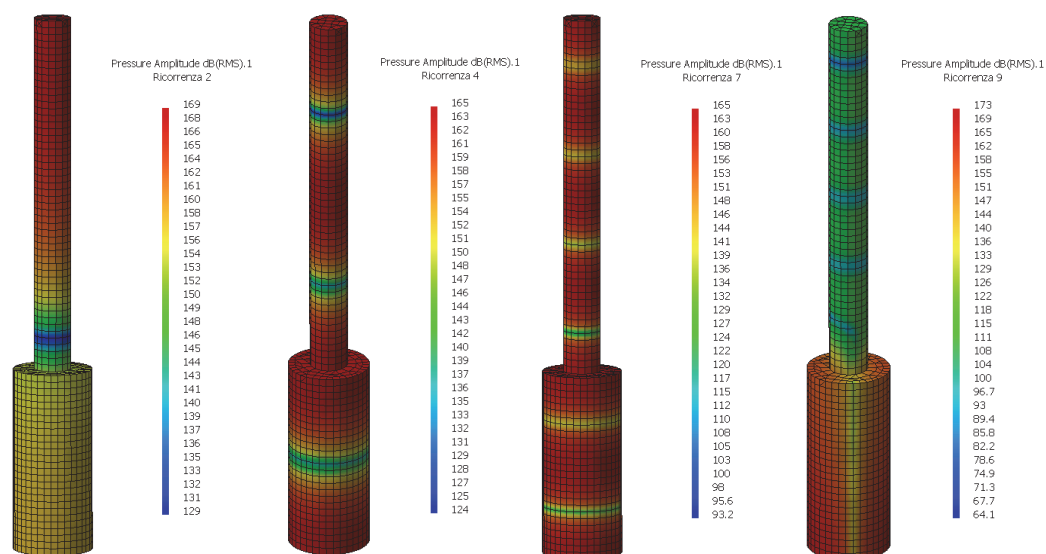


Figura 3.1 - 1°-3°-6° Modo acustico longitudinale e 1° modo trasversale, ottenuti con il modello FEM realizzato.

Dai risultati ottenuto con le simulazioni modali a temperatura costante riportati in Tabella 3.1, si può affermare che anche con il FEM di Ansys è possibile effettuare delle analisi modali acustiche. A parte per il modo 6 e il modo 9 dove si nota una differenza di frequenza rispettivamente di 2 Hz e 1 Hz, tutte le forme e le frequenze dei modi calcolati con i due programmi di simulazione coincidono.

Tabella 3.1 – Frequenze dei modi acustici di cavità calcolate con Ansys e LMS.

N° modo	Sim. Ansys $T = 15^{\circ}\text{C}$	Sim. Virtual Lab $T = 15^{\circ}\text{C}$
	[Hz]	[Hz]
1	120	120
2	310	310
3	433	433
4	549	549
5	740	740
6	864	862
7	978	978
8	1114 (trasversale)	1114 (trasversale)
9	1169	1168

Una volta validato il modello verificando che i risultati ottenuti con Ansys sono uguali a quelli ottenuti con Virtual.Lab® (Tabella 3.1), è stato possibile utilizzare il FEM di Ansys® per la definizione di un dominio acustico non omogeneo, importando il gradiente di temperatura calcolato con la simulazione CFD.

Per valutare l'effetto della rifrazione sui modi della cavità acustica formata da camera di combustione (diametro=170 mm, altezza=400 mm) e camino

(diametro=0.08 mm, lunghezza=700 mm), sono stati realizzati tre tipi di simulazione:

- Una simulazione con proprietà del dominio acustico costanti ($\rho_0=0.54$ [kg/m³]; $c_0=503.4$ [m/s]). La temperatura è stata calcolata come media delle temperature ($T=608$ K) del dominio fluido ottenute con la simulazione CFD (Sim. T=cost)
- Un modello con dominio fluido diviso in tre zone, ognuna delle quali ha una diversa temperatura del fluido (Sim. 3T).
- Una simulazione in cui per descrivere le proprietà del fluido, è stato utilizzato il gradiente di temperatura del fluido calcolato con la simulazione CFD (Sim Grad.(T)).

Sono state realizzate anche due simulazioni con proprietà del dominio acustico costanti ($\rho_0=0.54$ kg/ m³; $c_0=503.4$ m/s) per valutare i modi acustici delle geometrie di caldaia modificate utilizzate per le prove sperimentali e descritte nel Capitolo 2:

- Caldaia con camera di combustione standard (d=170 mm, h=400 mm) e camino modificato (d=80 mm, l=78 mm) (Sim. Camino modificato).
- Caldaia con camera di combustione modificata (d=235 mm, h=595 mm) e camino modificato (d=95 mm, l=780 mm) (Sim. Camera modificata).

Per i modelli realizzati con Virtual.Lab® è stata utilizzata una mesh esaedrica (frequenza massima 3000 Hz, 7719 elementi, 5211 Nodi) del sistema composto da camera di combustione e camino senza il condotto di alimentazione e il bruciatore. La mesh utilizzata per il modello Sim Grad(T) ha un numero di elementi maggiori (frequenza massima 18000 Hz, 70000 elementi, 46899 Nodi), in quanto le dimensioni degli elementi non devono differire eccessivamente da quelle della mesh CFD per evitare errori d'interpolazione del gradiente di temperatura. In uscita dal camino è stata imposta una condizione d'impedenza pari a $\rho_0 c_0=286.1$ [rayl] che, sfruttando l'ipotesi di onde piane [38], permette di simulare un'apertura fino alla frequenza [39] $f_{max} = 200/d_{condotto}$ [Hz] che nel caso di un camino di diametro 80 mm vale 2500 Hz. Tutte le pareti sono state considerate rigide impostando una condizione al contorno di velocità nulla.

I tempi di calcolo richiesti per le simulazioni modali acustiche senza gradiente di temperatura sono inferiori al minuto. La simulazione realizzata con Ansys®, a causa della presenza del gradiente e del maggior numero di elementi della mesh, richiede invece un'ora di calcolo.

I risultati ottenuti con la Sim. Grad(T) (Tabella 3.2) evidenziano che la frequenza del primo modo acustico è molto più bassa di quella caratteristica del fenomeno "Hooting". E' da escludere dunque che l'"Hooting" sia innescato da un'eccitazione da parte della fiamma del primo modo di vibrare, ma non è da escludere che sia legato all'eccitazione dei modi successivi. Dalle misure sperimentali si sono osservate delle variazioni in frequenza del fischio caratteristico anche di poche decine di Hertz. Queste differenze richiederebbero però, perché il fenomeno sia causato da un'interazione tra fiamma e acustica, un numero di modi tra le frequenze di 600 e 800 Hz molto più elevato di quello che si ha per questa geometria.

La diminuzione della lunghezza del camino (mesh esaedrica 4998 nodi, 7473 elementi) provoca un marcato aumento del primo modo acustico in quanto, essendo un modo longitudinale, è molto sensibile alla variazione della lunghezza della cavità (Figura 3.2).

Tabella 3.2 – Frequenze dei modi acustici simulati, in rosso i modi trasversali.

N° Modo	T = variabile (Grad(T) da CFD)	T = variabile (3 zone T=cost.)	T=media	T=media (Camino mod.)	T=media (Camera mod.)
	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]
1	156	171	177	826	165
2	401	443	460	1590	402
3	619	620	641	2105	501
4	730	785	813	2226	769
5	953	1058	1095	2229	874
6	1197	1250	1277	2437	1103
7	1334	1402	1447	2438	1258
8	1505	1674	1649	2672	1259
9	1652	1690	1729	2849	1277

I valori di frequenza del primo modo (826 Hz) di questa geometria sono simili a quelli del fenomeno “Hooting”, ma come osservato sperimentalmente la variazione di geometria provoca una variazione della frequenza caratteristica del fenomeno di soli 8 Hz, mentre se il fenomeno fosse legato all’eccitazione della cavità acustica si dovrebbero avere delle differenze molto più elevate (≈ 700 Hz).

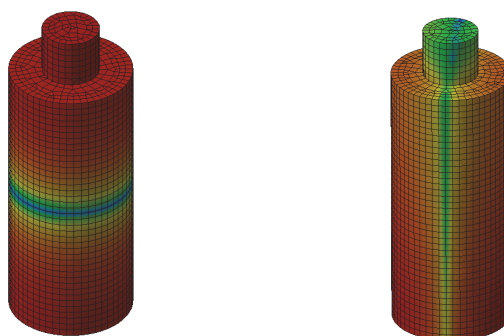


Figura 3.2 - Da sinistra 1° modo acustico longitudinale e 1° modo trasversale, Sim Camino Modificato.

La variazione della geometria della camera (Figura 3.3) (mesh esaedrica 5323 nodi; 6640 elementi) provoca una leggera diminuzione della frequenza del primo modo (piccola variazione in altezza della cavità), un aumento del numero di modi a parità di intervallo di frequenza, ed una sensibile diminuzione della frequenza del primo modo trasversale (aumento del volume della cavità).

In accordo con quanto osservato sperimentalmente e alla luce dei risultati ottenuti con le simulazioni modali, si può affermare che il fenomeno non stazionario “Hooting” non dipende dall’accoppiamento tra fiamma e acustica.

Le tre simulazioni realizzate hanno evidenziato che la rifrazione delle onde acustiche causata dalla presenza di un gradiente di temperatura all’interno del

dominio, determina una diminuzione delle frequenze dei modi acustici della cavità.

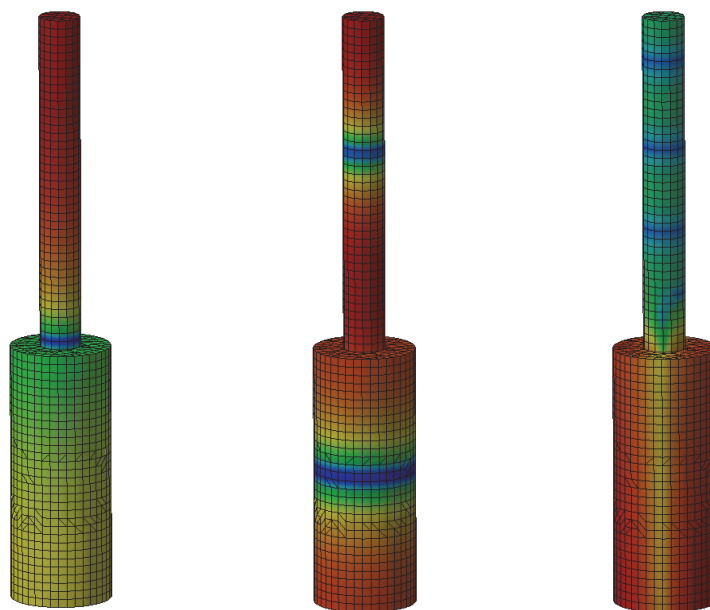


Figura 3.3 - Da sinistra 1°-2° modo acustico longitudinale e 1° modo trasversale, Sim Camera Modificata.

Partendo dalla simulazione con un'unica temperatura media all'interno del dominio, passando alla simulazione con tre zone a diversa temperatura fino ad arrivare alla simulazione con gradiente di temperatura, la diminuzione delle frequenze modali è sempre più marcata (Figura 3.4).

Queste proprietà complicano l'utilizzo di un codice BEM per la realizzazione del modello CTA in quanto non è possibile utilizzare un dominio fluido non uniforme, mentre con il FEM di LMS Virtual Lab la sorgente acustica quadrupolo non è utilizzabile se il dominio acustico ha proprietà non omogenee.

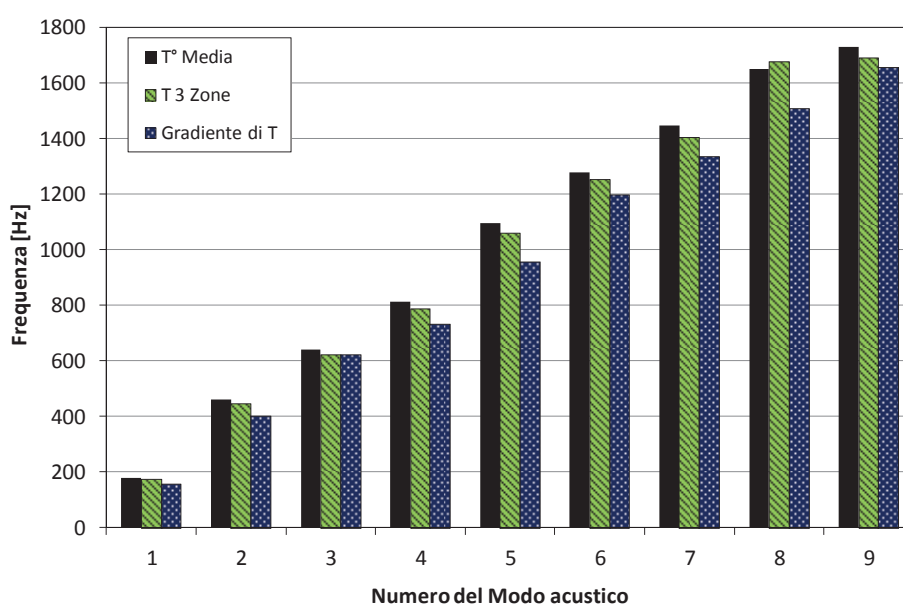


Figura 3.4 – Confronto tra i modi acustici calcolati con e senza temperatura variabile

3.3 MODELLAZIONE IBRIDA CFD\CTA DI SISTEMI DI COMBUSTIONE COMPLETAMENTE PREMISCELATI

La combustione magra completamente premiscelata è stata modellata sfruttando l'accoppiamento ibrido di una simulazione termofluidodinamica ai volumi finiti (CFD), con una simulazione termoacustica ai contorni finiti (BEM). Per l'accoppiamento è stata utilizzata l'analogia acustica di Lighthill estesa da Curle (vedi Capitolo 1) per problemi in cui sono presenti superfici di contorno rigide che racchiudono la fiamma.

Il rumore emesso dalla fiamma confinata è stato modellato con l'utilizzo di una distribuzione dipoli sulle superfici di contorno della camera di combustione e del camino, accoppiata ad una distribuzione di quadrupoli all'interno del dominio.

Grazie agli accorgimenti seguiti per la realizzazione del prototipo di caldaia descritto nel Capitolo 2, è stato possibile sfruttare le caratteristiche di simmetria che la geometria ha rispetto a due piani perpendicolari passanti per l'asse di simmetria della camera di combustione, simulando solo un quarto di geometria.

Considerare solo un quarto di geometria in una simulazione di tipo transiente simmetrica potrebbe portare a un'errata soluzione dei vortici turbolenti di grande scala, infatti, se un flusso mediato nel tempo può essere considerato simmetrico, può non esserlo istantaneamente e restringere il dominio di calcolo potrebbe influenzare la forma dei vortici turbolenti di grande scala presenti nel dominio. Per verificare se considerare esclusivamente un quarto di geometria sia accettabile, è necessario eseguire una simulazione transiente LES della geometria completa della caldaia e comparare i risultati con quelli ottenuti simulando solo un quarto di geometria.

Tuttavia sia le caratteristiche geometriche del prototipo che i risultati ottenuti con le analisi sperimentali eseguite su di esso, hanno permesso di utilizzare una condizione di simmetria anche per un'analisi di tipo transiente.

I fori del diffusore dai quali fuoriesce la miscela, infatti, sono molto lontani dai piani di simmetria e quindi, i vortici di grande scala che nascono dalla fiamma, non sono influenzati da essi. Inoltre le strutture di grande scala che nascono a causa della convezione naturale del calore nei fluidi in quiete, che non permetterebbero l'utilizzo di una condizione di simmetria in quanto si sviluppano anche orizzontalmente oltre che verticalmente, non sono state osservate durante le analisi sperimentali eseguite. Queste strutture provocano, infatti, l'instaurarsi di fluttuazioni di temperatura nei gas di scarico che sperimentalmente non sono state osservate.

L'assenza delle tipiche strutture della convezione naturale può essere giustificata dalla presenza del ventilatore, che imponendo ai prodotti della combustione una rapida evacuazione dal camino del sistema, non ne permette la formazione.

3.3.1 Simulazione CFD preliminare

La simulazione non stazionaria CFD è stata eseguita utilizzando il software commerciale ai volumi finiti Ansys CFX 12.0. Nel dominio di calcolo discretizzato con una mesh di 1579977 elementi, oltre al condotto di ingresso della miscela e

al bruciatore, sono stati considerati camera di combustione e camino, in modo da poter modellare anche lo scambio termico che si instaura tra fiamma e superfici circostanti (Figura 3.5). Questa scelta è stata dettata dai risultati sperimentali ottenuti, che hanno evidenziato una dipendenza dell'”Hooting” dallo scambio termico e non dalla cavità acustica della camera.

Sulle pareti della camera di combustione e del camino è stata imposta una distribuzione di temperatura utilizzando una funzione (3.1) ricavata dalla regressione di potenza dei valori misurati attraverso una termocamera ad infrarossi (MicroRay HVAC InfraRed Thermometer; spectral response: 8-14 μm ; emissivity: adjustable from 0.20 to 1.00) in 6 diversi punti dislocati lungo la superficie esterna di camera e camino (Figura 3.6).

$$T = 348.6 Y^{-0.21} \quad (3.1)$$

dove T è la temperatura in [K] e Y è l'altezza in [m] alla quale è stata misurata la temperatura (0 m= fondo del bruciatore; 1.1 m= uscita camino).

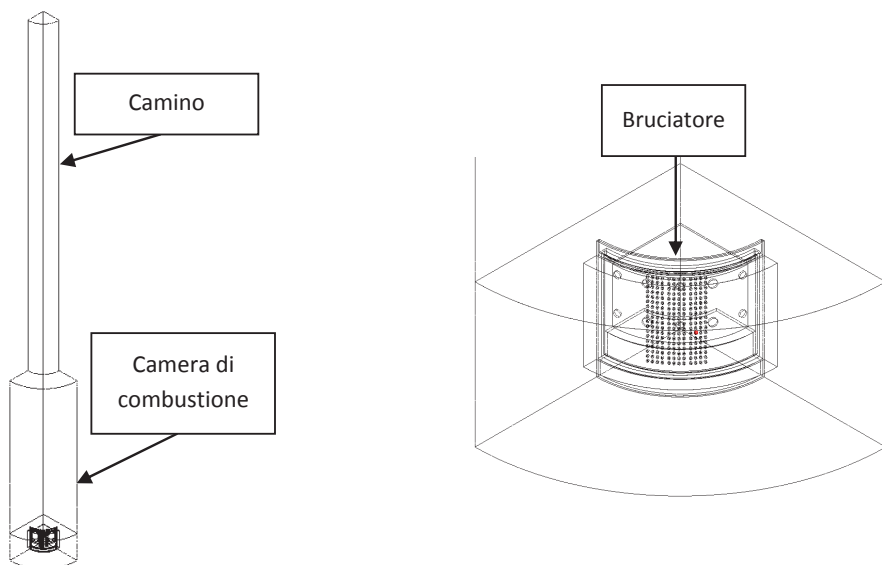


Figura 3.5 – Geometria utilizzata per la simulazione CFD.

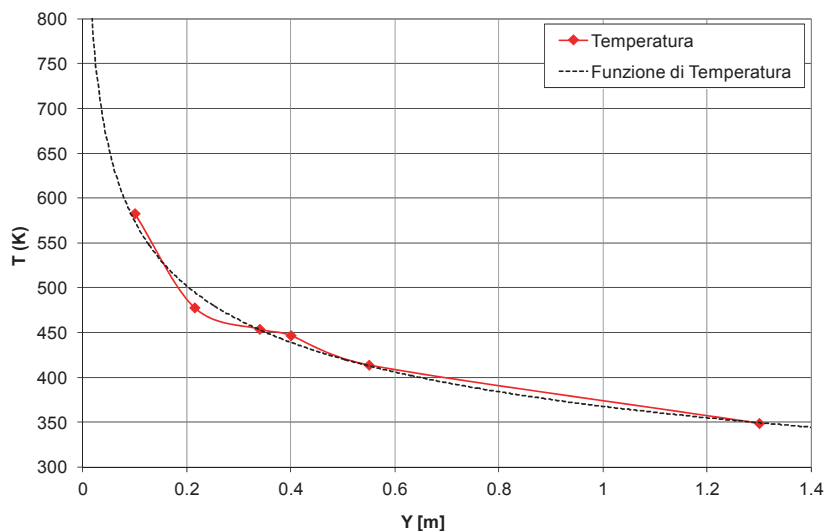


Figura 3.6 – Distribuzione di temperatura lungo l'altezza di camera combustione e camino, e relativa linea di tendenza calcolata.

Per modellare la radiazione termica è stato utilizzato il modello Gray [40] che assume costanti in frequenza tutte le grandezze che partecipano alla radiazione del flusso termico.

Del bruciatore sono stati modellati tutti i fori sia del distributore che del diffusore (Figura 2.23), in modo da ottenere un fronte di fiamma il più corrispondente possibile alla realtà.

La combustione è stata modellata con una reazione governata dalla cinetica chimica a quattro reazioni chiamato “Finite rate chemistry model” (FRC) [41]. Grazie ai bassi numeri di Mach che, come descritto nel Capitolo 1, permettono di separare il campo acustico dalla fluidodinamica, il fluido è stato considerato incompressibile e come strategia di soluzione della turbolenza è stato utilizzato il Large Eddy Simulation (LES).

Sono state realizzate due simulazioni CFD corrispondenti al funzionamento con potenza termica di 1.5 kW (Sim 8), valore registrato durante le misure acustiche dell’“Hooting”, e con potenza di 3 kW (Sim 11) in corrispondenza della quale sperimentalmente, questo fenomeno non si instaura. Per ottenere queste condizioni di funzionamento è stata imposta in ingresso una portata in massa di miscela pari a 0.000118 kg/s per la Sim 8 ($T=300$ K; $\lambda=1.07$) e 0.000236 kg/s per la Sim 11 ($T=300$ K; $\lambda=1.07$).

In uscita del camino è stata impostata una condizione di “Outlet” con pressione relativa statica pari a zero. Questa condizione mantiene sulla superficie di uscita un valore della pressione costante e permette al fluido esclusivamente di uscire con una velocità avente direzione normale alla sezione di passaggio. Se si ha un reflusso dall'esterno verso l'interno la porzione di superficie interessata al fenomeno viene ostruita automaticamente dal solutore. La chiusura parziale della sezione di uscita provoca la variazione della sezione di passaggio del fluido, per evitare questo problema è stato utilizzato un camino con lunghezza sufficiente da garantire che il flusso sia “sviluppatosi” dopo il passaggio attraverso la sezione d'ingresso del camino, permettendo quindi di avere una distribuzione di pressione sulla sezione di uscita uniforme senza la comparsa di reflussi.

Il tempo totale simulato per la Sim 8 è di 0.2 s con una risoluzione di 10^{-4} secondi a cui corrisponde una frequenza di campionamento $fc=1/risoluzione$ di 10 kHz, e una risoluzione in frequenza $\Delta f=1/TempoTot$ di 10 Hz.

Visti i risultati ottenuti con la Sim 8, la Sim 11 è stata risolta con una risoluzione di $2.5 \cdot 10^{-4}$ secondi a cui corrisponde una frequenza di campionamento di 4 kHz, in quanto il rumore della combustione è concentrato alle frequenze inferiori a 1000 Hz. La simulazione è stata risolta per un tempo totale di 0.2 s in modo da avere a disposizione almeno 1000 “time-step” per il calcolo delle variabili, e in modo da poter scartare i primi time-step calcolati, in quanto come vedremo, presentano delle oscillazioni legate alla non completa convergenza della simulazione.

Per ogni time-step calcolato sono state esportate le variabili fisiche necessarie per l'applicazione dell'analogia acustica di Lighthill estesa da Curle (velocità x, velocità y, velocità z, pressione, densità, velocità del suono).

I risultati ottenuti con la simulazione LES sono stati validati attraverso il confronto con la temperatura misurata sulla superficie del corpo del bruciatore e

confrontando forma e temperatura della fiamma calcolata con quella osservata durante le misure sperimentali.

La temperatura è stata misurata sul corpo del bruciatore in corrispondenza del centro della porzione forata del diffusore, al centro della flangia (porzione di bruciatore sopra i fori) e fondello (porzione del bruciatore sotto i fori).

Sia la forma che i valori mediati nel tempo della distribuzione di temperatura calcolata con le simulazioni CFD, riproducono in modo soddisfacente la distribuzione osservata sperimentalmente (Figura 3.7) e ai valori misurati mediante termocoppie (Figura 3.8).

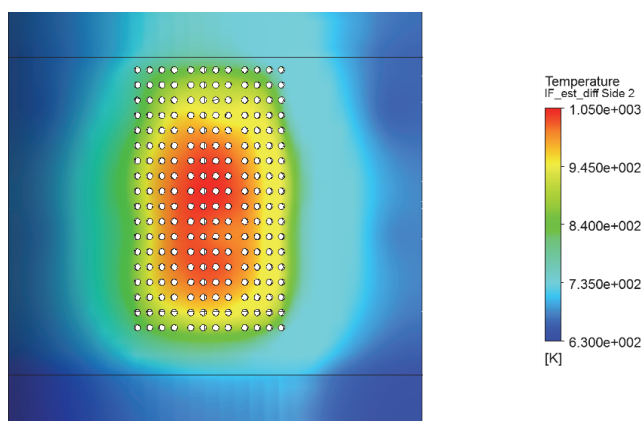


Figura 3.7 – Distribuzione della temperatura sul corpo del bruciatore (Sim 8).

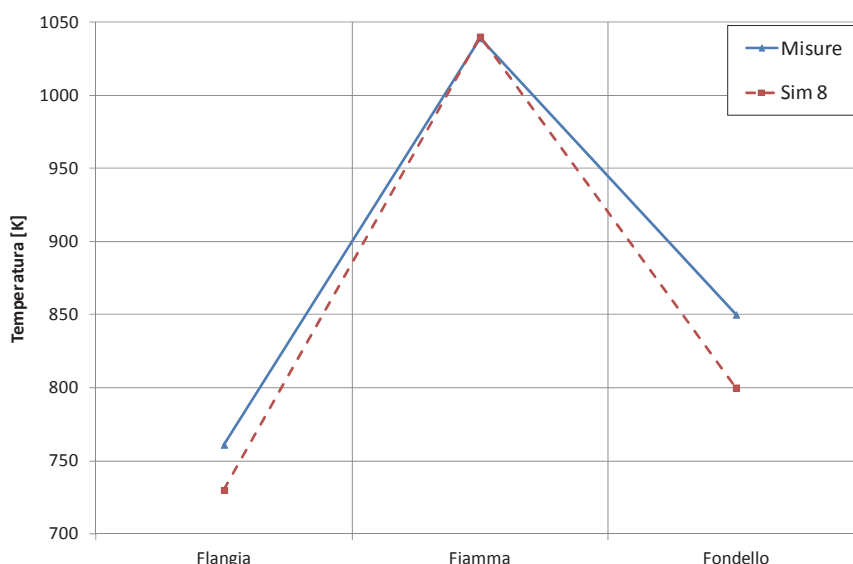


Figura 3.8 – Valori di Temperatura misurati e simulati con la Sim 8 in corrispondenza di flangia, fiamma e fondello.

La forma della fiamma ottenuta con le simulazioni (Figura 3.9) è molto simile a quella osservata durante le misure sperimentali (Figura 3.11).

Dai confronti tra i risultati di concentrazione di metano (Figura 3.9) e temperatura (Figura 3.10) ottenuti con la Sim 8 e la Sim 11, si possono apprezzare le differenze di forma e temperatura di fiamma per le due diverse potenze di

funzionamento. All'aumentare della potenza la fiamma si allontana dalla superficie del diffusore e la temperatura di fiamma aumenta.

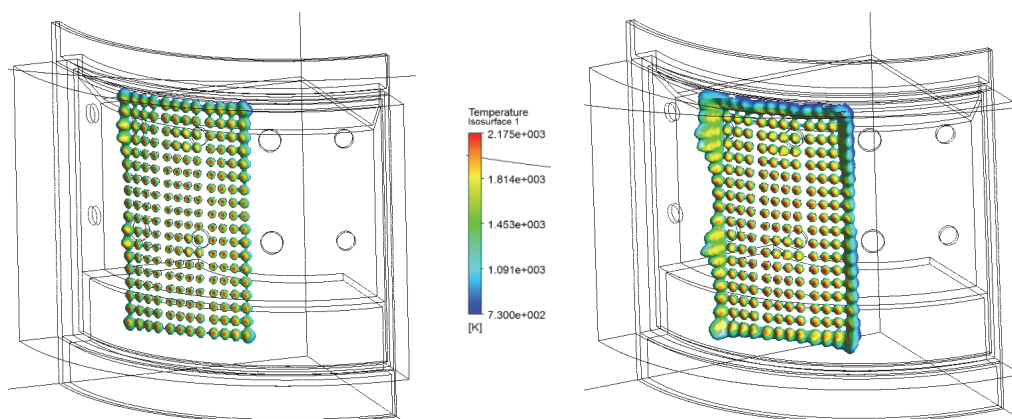


Figura 3.9 – Isosuperficie con relativa distribuzione di temperatura della concentrazione di metano pari allo 0.02 % del fluido totale, a sinistra $P=1.5$ kW, a destra $P=3$ kW.

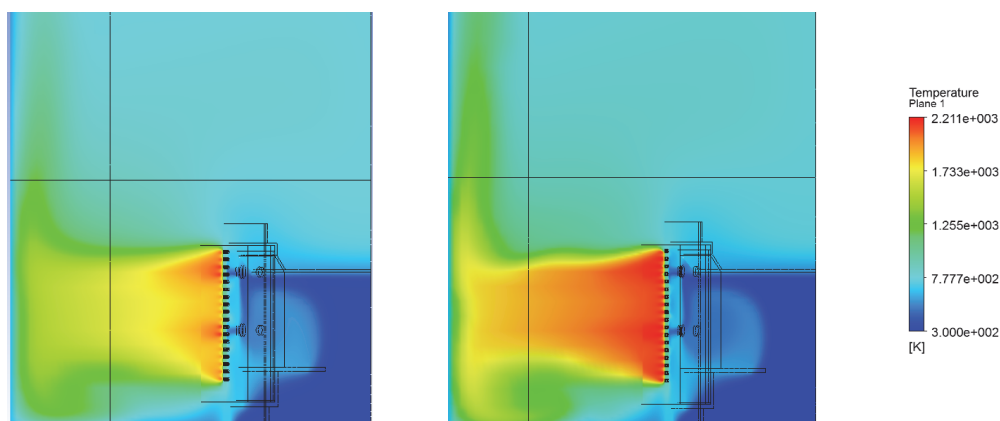


Figura 3.10 – Distribuzione di temperatura su di una sezione della camera di combustione, a sinistra $P=1.5$ kW, a destra $P=3$ kW.



Figura 3.11 – Forma della fiamma in condizione di potenza termica $P=3$ kW.

I valori calcolati della temperatura di fiamma, circa 2100 K per la Sim 8 e circa 2200 K per la Sim 11, sono in linea con i valori teorici della temperatura adiabatica di fiamma della combustione di una miscela metano/aria con $\lambda=1.07$.

Prima di passare alla definizione della simulazione CTA, sono state analizzate le grandezze che entrano in gioco nell'accoppiamento tra simulazione fluidodinamica e acustica:

- Pressione
- Temperatura
- Densità
- Velocità del suono

Di queste grandezze saranno riportate esclusivamente la pressione e la temperatura in quanto, densità e velocità del suono sono direttamente correlate tra loro e, dipendendo dalla temperatura, non forniscono informazioni aggiuntive. Le grandezze sono state esportate in corrispondenza di 6 punti diversi all'interno della camera di combustione (Figura 3.12).

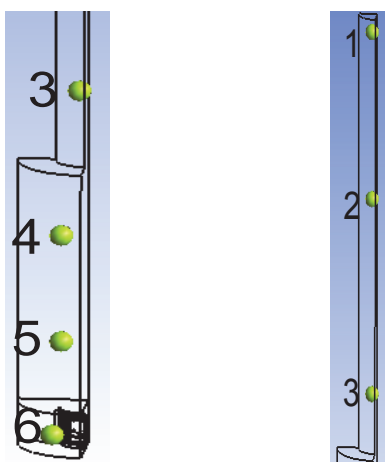


Figura 3.12 – Punti di calcolo utilizzati per l'analisi FFT.

Dall'andamento temporale della pressione (Figura 3.13) si nota per entrambe le simulazioni (sim 8 e sim 11) una diminuzione con il tempo dell'ampiezza delle oscillazioni. Questo comportamento potrebbe essere legato alla non completa convergenza delle simulazioni CFD.

Vicino all'uscita dal camino (punto 1), la Sim 8 presenta delle fluttuazioni molto più irregolari e si può notare la presenza di un periodo di fluttuazione più basso (frequenza più alta) rispetto a quello principale. Avvicinandosi alla fiamma le irregolarità delle simulazioni tendono a diminuire, mentre le ampiezze delle fluttuazioni aumentano. Questo comportamento è causato dalla condizione di "outlet" imposta alla sezione di uscita del camino, che per gli elementi della mesh più vicini all'uscita provoca una diminuzione delle fluttuazioni di pressione di natura numerica.

Dai confronti riportati in Figura 3.13 non sembra esserci una differenza simile a quella osservata durante le misure sperimentali tra rumore della combustione con e senza "Hooting". Le oscillazioni di pressione calcolate hanno un periodo di 0.02 s che corrisponde ad una frequenza di circa 50 Hz, inoltre hanno un andamento inverso rispetto a quello atteso. La Sim 11, infatti, presenta delle ampiezze di oscillazioni più elevate rispetto alla Sim 8, mentre sperimentalmente si osserva esattamente il contrario.

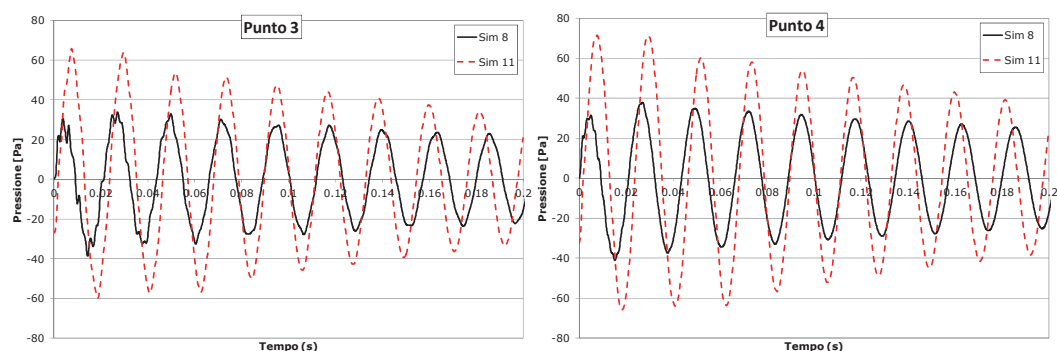


Figura 3.13 – Andamento temporale della pressione calcolata con l'analisi CFD

Applicando alle storie temporali un filtro passa alto con frequenza di taglio pari a 150 Hz, in modo da non tenere in considerazione la fluttuazione portante di 50 Hz che sembra essere di natura numerica più che acustica, i risultati cambiano e l'ampiezza delle oscillazioni della Sim 8 diventano più elevate rispetto a quelle della Sim 11 (Figura 3.14).

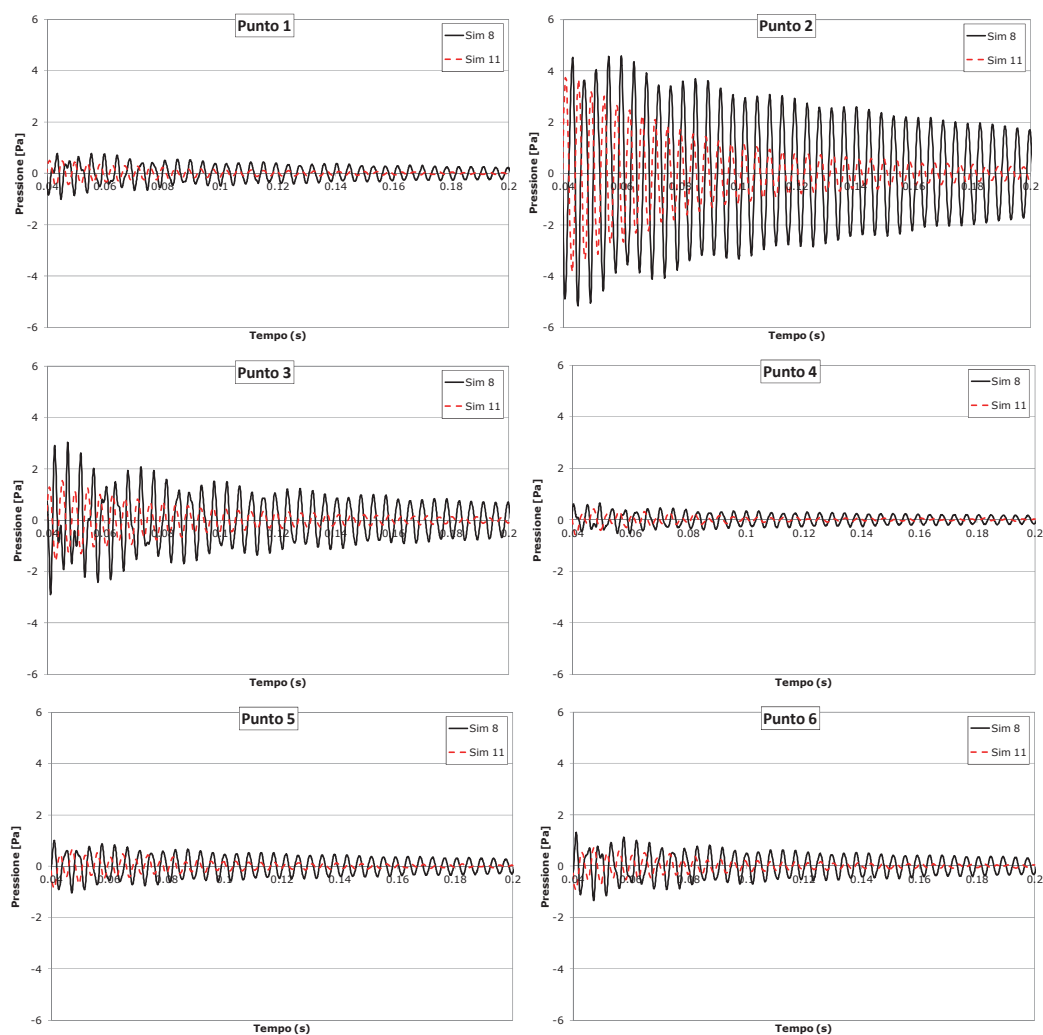


Figura 3.14 – Andamento temporale filtrato con filtro passa alto, frequenza di taglio pari a 150 Hz, della pressione calcolata con l'analisi CFD

In corrispondenza dei punti 2 e 3 si osserva un'amplificazione delle oscillazioni rispetto ai punti più vicino alla fiamma, mentre nel punto 1 si ha una diminuzione delle ampiezze causate dalla condizione "Outlet" imposta alla sezione di uscita del camino (vedi paragrafo 3.4).

Alla luce dei risultati ottenuti filtrando le storie temporali della pressione nei prossimi paragrafi non saranno prese in considerazione le frequenze inferiori a 150 Hz.

Osservando l'andamento nel tempo della temperatura si osserva che la Sim 11, ha un periodo di fluttuazione uguale a quello della Sim 8 e presenta valori di temperatura maggiori in tutti i punti di calcolo utilizzati per l'analisi FFT (Figura 3.15). Si nota, inoltre, che il valore medio della temperatura aumenta all'aumentare del tempo di simulazione (Figura 3.15).

La non completa convergenza delle simulazioni influisce sul calcolo delle sorgenti acustiche da utilizzare nelle simulazioni CTA. Tuttavia essendo la non convergenza legata al raggiungimento di un valore medio di temperatura, o ad una diminuzione dell'ampiezza di pressione, il suo non raggiungimento influisce esclusivamente sull'ampiezza dello spettro e non sul contenuto in frequenza delle sorgenti utilizzate.

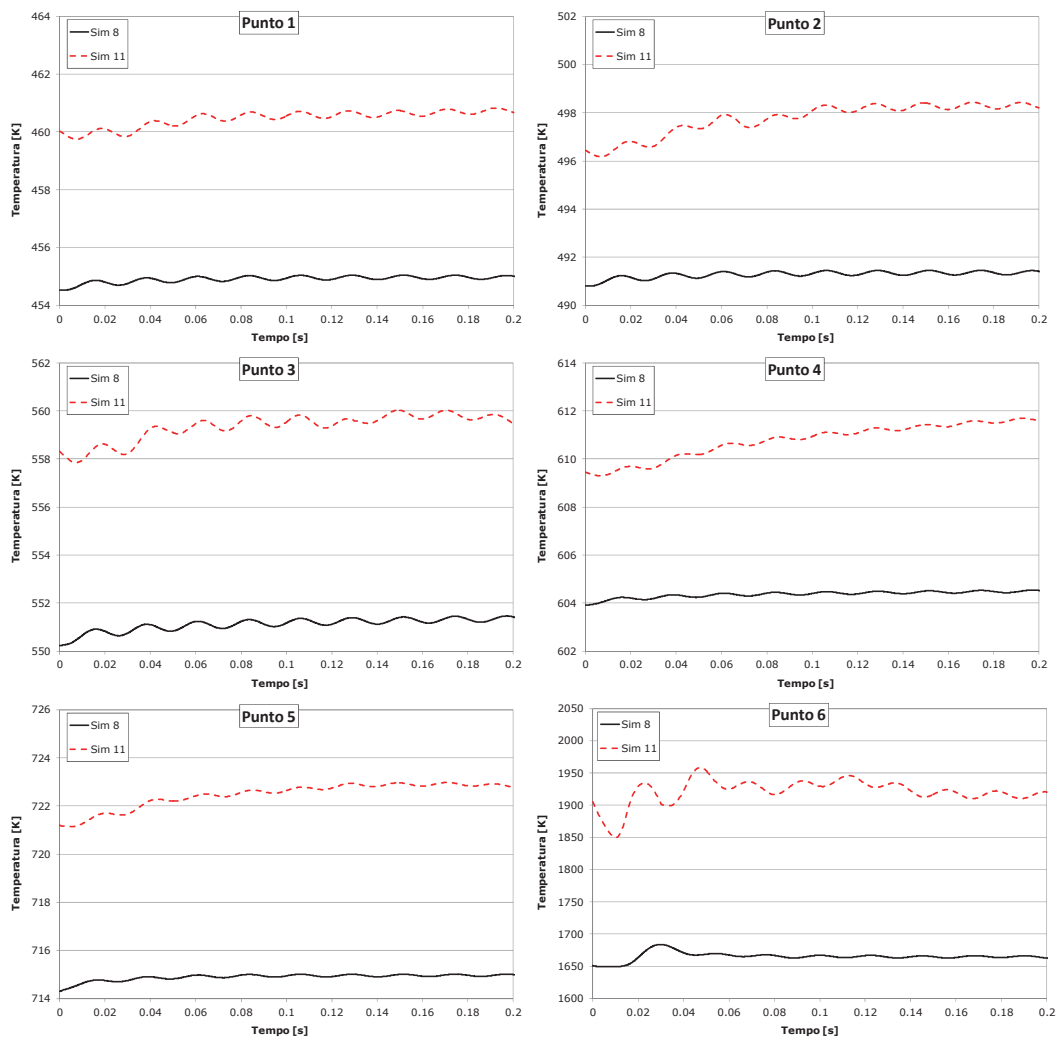


Figura 3.15 – Andamento temporale della temperatura calcolata con l'analisi CFD

La scelta di utilizzare ugualmente i risultati delle simulazioni malgrado la non completa convergenza, è dovuta anche ai tempi di calcolo richiesti dalle simulazioni CFD (Tabella 3.3). La Sim 8 ad esempio ha richiesto per una storia temporale totale di 0.2 s e una frequenza di campionamento di 10000 Hz (in totale 2000 “Time step”), due settimane di calcolo con l'utilizzo di una “Work station” a singolo processore “Quad core” (velocità 2.8 GHz) e 16 GB di RAM di memoria.

Tabella 3.3 – Tempi di calcolo delle simulazioni CFD.

Simulazione	Elementi Mesh	“Time step”	Tempo totale	Numero di “Time step”	Tempo di calcolo
Sim 8	1579977	0.0001 [s]	0.2 [s]	2000	30 giorni
Sim 11	1579977	0.00025 [s]	0.2 [s]	800	10 giorni

3.3.2 Simulazione acustica CTA

Il modello termoacustico (CTA) è stato realizzato con il modulo BEM di LMS Virtual Lab Rev.10. La simulazione è stata eseguita sulla geometria della caldaia priva della parte interna del bruciatore e del condotto d'ingresso della miscela, poiché oggetto di studio è esclusivamente il rumore della combustione (Figura 3.16).

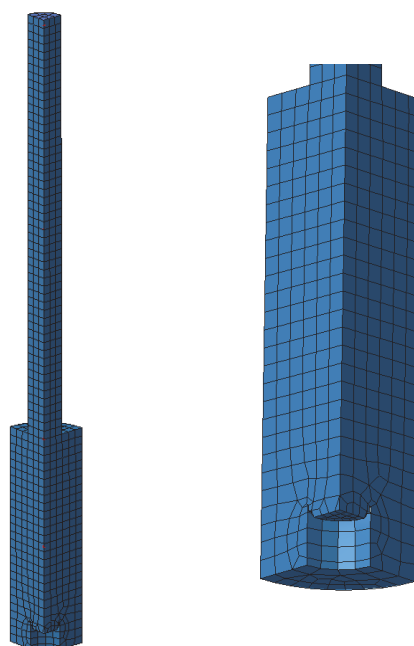


Figura 3.16 – Mesh della simulazione termo acustica realizzata.

Anche se le proprietà di assialsimmetria della caldaia permetterebbero di simulare 1/8 di geometria, nella simulazione ibrida CFD/CTA è stato necessario modellare un quarto di caldaia, in quanto il codice BEM utilizzato non prevede una condizione di assialsimmetria ma solo di simmetria rispetto a due piani perpendicolari tra loro.

Il dominio di calcolo della simulazione CTA può essere suddiviso nelle seguenti zone caratteristiche:

- A volume di fluido con densità e velocità del suono costanti calcolate come media dei valori ottenuti con la simulazione CFD all'interno della camera di combustione ($\rho_0=0.54 \text{ kg/m}^3$; $c_0=503.4 \text{ m/s}$).
- B superficie di uscita del camino.
- C insieme delle pareti solide che delimitano il volume di fluido.
- D Superfici di contorno non solide appartenenti al volume fluido.

Le condizioni al contorno utilizzate nel modello acustico sono:

- una distribuzione di dipoli sulle superfici di contorno rigide della camera e del camino (zona C) (Figura 3.17),
- una distribuzione di quadrupoli all'interno della camera di combustione (zona A) (Figura 3.17),
- una condizione di impedenza $\rho_0 c_0=286.1 \text{ [rayl]}$ che modella la fuoriuscita del campo acustico in uscita dal camino (zona B) (Figura 3.17). Tale condizione, pur essendo l'unica presente nel BEM, è valida esclusivamente per un campo di onde piane, che per questa geometria è verificato fino alla frequenza di 2500 Hz.
- Una condizione di simmetria sulle due pareti di contorno appartenenti al dominio fluido (zona D).

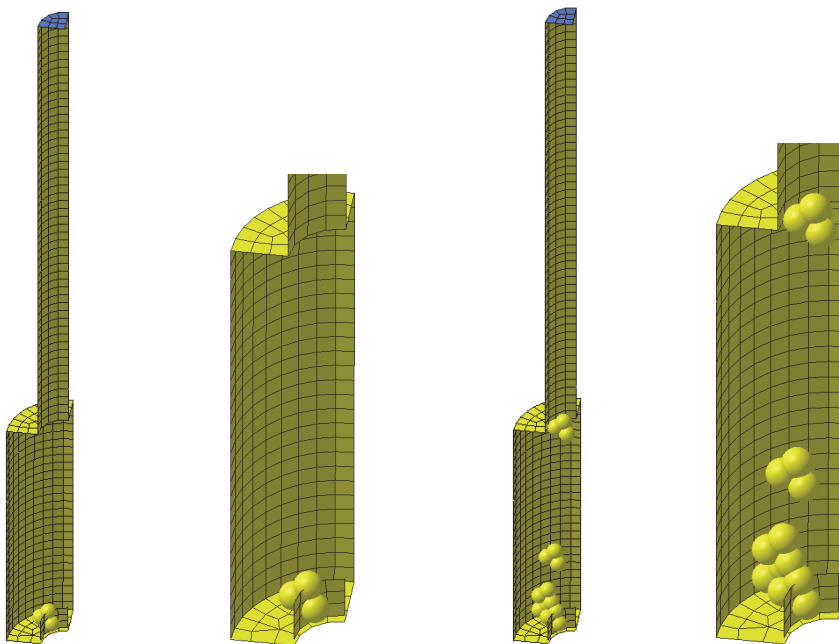


Figura 3.17 – Superficie di dipoli (Giallo); uscita camino (blu); distribuzione quadrupoli (giallo, all' interno della camera di combustione)

Le sorgenti utilizzate nel modello acustico sono state calcolate dai risultati CFD utilizzando l'estensione dell'analogia di Lighthill proposta da Curle (vedi Capitolo 1).

La distribuzione di dipoli è stata ricavata interpolando per ogni istante temporale sulla mesh acustica, la distribuzione di pressione calcolata su tutte le superfici rigide di contorno presenti nel modello mesh CFD. Il trasferimento dei dati tra le

due mesh viene eseguito utilizzando un algoritmo di interpolazione presente nel codice BEM (“Data transfer analysis case”) [42], che permette di conservare le grandezze fluidodinamiche in gioco [43]. Impostando il numero di nodi CFD e la distanza massima che questi nodi devono avere dai nodi acustici, è possibile definire quali nodi sorgente utilizzare per la definizione dei dipoli sui nodi della mesh acustica. Una volta realizzata una griglia di trasferimento dei dati adeguata, è stata applicata in ogni punto della mesh acustica la trasformata di Fourier (FFT) [44] alla storia temporale dei risultati in modo da ottenere lo spettro in frequenza della pressione in ampiezza e fase. La diffrazione delle pareti è stata già considerata nella simulazione fluidodinamica quindi, in fase di preparazione del modello acustico, ne è stato disabilitato il calcolo impostando nel codice BEM il dipolo come comprimibile (“Compressibile dipole”).

Sono state fatte diverse prove importando i risultati di 1000-2000-3000 time-step, in modo da poter valutare l’influenza del numero degli istanti temporali a disposizione per il calcolo delle sorgenti, sui risultati della simulazione acustica.

La definizione della distribuzione di quadrupoli all’interno della camera di combustione è la parte più complicata della costruzione del modello BEM.

Nel codice BEM non sono a disposizione delle routine d’interpolazione dei dati simili a quelle utilizzate per i dipoli, e la definizione delle sorgenti nel modello acustico può essere eseguita solo manualmente. Teoricamente nella mesh CFD è possibile definire un quadrupolo per ogni punto della mesh calcolando il suo tensore dalle grandezze fisiche calcolate localmente. In questo modo la quantità di dati da gestire è però enorme, e l’impossibilità di eseguire automaticamente la procedura di definizione delle sorgenti rende impossibile la definizione di un numero così elevato di sorgenti manualmente.

A causa di queste difficoltà si è scelto di sfruttare le proprietà dei quadrupoli descritti da Lighthill, dividendo il dominio in diverse zone in ognuna delle quali sono state calcolate le grandezze fisiche medie necessarie per il calcolo del tensore di Lighthill (3.2).

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + [(p - p_0) - a_0^2(\rho - \rho_0)]\delta_{ij} \quad [Pa] \quad (3.2)$$

Essendo per definizione il quadrupolo una sorgente applicata ad un fluido in quiete, le grandezze con pedice zero sono state calcolate come media sul volume di: pressione, velocità del suono e densità. Le grandezze senza pedice sono invece la densità locale del fluido e la pressione assoluta. Una volta calcolate le componenti del tensore nel tempo, è stata applicata ad ognuna la FFT, e gli spettri calcolati sono stati moltiplicati per il volume al quale il quadrupolo è associato, espresso in $[m^3]$. Il quadrupolo infatti, è una sorgente di volume e l’ampiezza delle sue componenti dipendono oltre che dall’oscillazione delle grandezze fisiche in gioco anche dalla grandezza del volume nel quale viene applicata la sorgente.

Per valutare l’influenza del numero e della posizione dei quadrupoli sono state considerate due diverse distribuzioni di quadrupoli:

- Un unico quadrupolo in corrispondenza della zona di valore massimo del tensore di Lighthill (Figura 3.18). Una volta individuata la zona con valore massimo del tensore, che corrisponde allo spazio vicino al fronte di fiamma, le componenti del tensore sono state calcolate con la formula

(3.2), e gli spettri sono stati moltiplicati per il volume della camera di combustione (0.0033 m^3).

- Cinque quadrupoli dividendo il volume della cavità acustica in cinque zone caratterizzate da cinque diversi intervalli di temperatura. ($V_1=3.58 \cdot 10^{-6}$, $T_1 > 1800 \text{ K}$; $V_2= 1.86 \cdot 10^{-5}$, $T_2=1400 \div 1800 \text{ K}$; $V_3= 1.9 \cdot 10^{-4}$, $T_3=1000 \div 1400 \text{ K}$; $V_4= 1.03 \cdot 10^{-3}$, $T_4=600 \div 1000 \text{ K}$; $V_5= 1.79 \cdot 10^{-3}$, $T_5 < 600 \text{ K}$). Di ogni zona sono state calcolate le grandezze medie necessarie per il calcolo del tensore. Gli spettri calcolati sono stati moltiplicati per il corrispondente volume al quale è associato il quadrupolo.

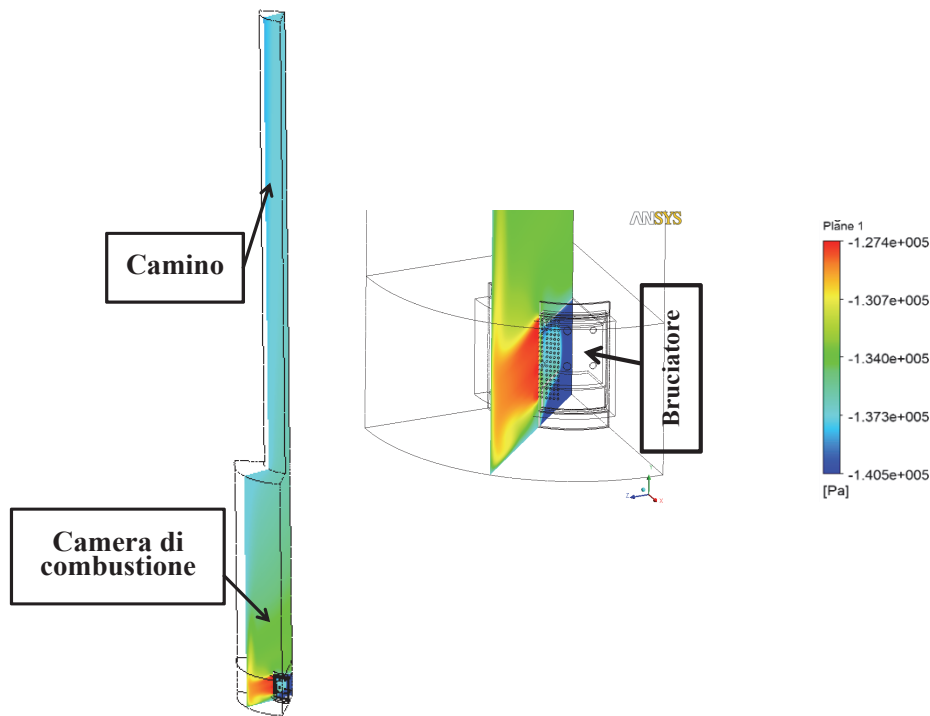


Figura 3.18 – Simulazione CFD con distribuzione del tensore di Lighthill

Per ogni simulazione fluidodinamica sono state realizzate diverse simulazioni acustiche con diverse tipologie e combinazioni di condizioni al contorno:

- Simulazione con distribuzione di dipoli superficiale.
- Simulazione con 1 quadrupolo.
- Simulazione con distribuzione di dipoli superficiale e 1 Quadrupolo.
- Simulazione con 5 quadrupoli.
- Simulazione con distribuzione di dipoli superficiale e 5 Quadrupoli.

Per tutte le simulazioni il campo acustico è stato risolto nell'intervallo di frequenza da 20 a 2500 Hz.

I tempi di calcolo richiesti per queste simulazioni, a differenza di quanto visto per le analisi CFD, non sono eccessivamente gravosi. Con l'utilizzo di una "Work station" a singolo processore "Quad core" (velocità 2.8 GHz) e 16 GB di RAM di memoria tutte le simulazioni realizzate richiedono meno di un ora di calcolo (Tabella 3.4).

Tabella 3.4 – Tempi di calcolo delle simulazioni CTA.

Simulazione	Quadrupoli	Dipoli	Tempo di calcolo
1	0	Sì	30 min
2	1	No	30 min
3	5	No	35 min
4	1	Sì	40 min
5	5	Sì	40 min

3.3.3 Risultati della simulazione ibrida CFD/CTA

I risultati della simulazione accoppiata CFD/CTA sono stati valutati in 16 diversi punti del dominio acustico (Figura 3.19) e su 5 piani in uscita posti parallelamente alla sezione di evacuazione dei gas combusti.

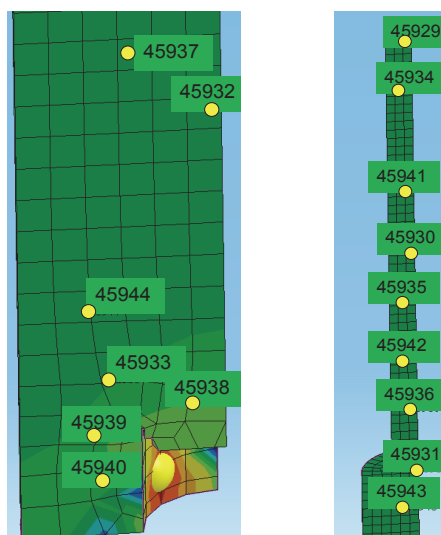


Figura 3.19 – Punti utilizzati per il confronto delle simulazioni BEM.

I risultati nel tempo delle principali grandezze fluidodinamiche ottenuti con la simulazione CFD presentano, almeno inizialmente, degli andamenti temporali irregolari legati alla non completa convergenza della simulazione. Per evitare errori numerici legati alla convergenza sono stati scartati i primi 0.02 s di simulazione. Un altro parametro importante da analizzare è il numero minimo di time-step da utilizzare per il calcolo delle sorgenti; per questo motivo sono state realizzate simulazioni con dipoli superficiali o quadrupoli modellati utilizzando tutti i “time-step” (4000 time-step), solo gli ultimi 3000, gli ultimi 2000 e gli ultimi 1000. Come già discusso nel paragrafo 3.3.1 i risultati verranno presentati a partire da 150 Hz.

Dai grafici riportanti le simulazioni eseguite con i dipoli o i quadrupoli come condizione al contorno per la simulazione a bassa potenza ($P=1.5$ kW) (Figura 3.20 e Figura 3.21), si può notare che diminuire il numero di “time-step” per il calcolo delle sorgenti, determina esclusivamente una diminuzione di livello alle frequenze che caratterizzano i risultati delle simulazioni sia con dipoli che con

quadrupoli (235 Hz, 435 Hz). La risoluzione in frequenza (Δf) inoltre diminuisce al diminuire del numero di elementi utilizzati (N) secondo la relazione (3.3).

$$\Delta f = \frac{f_c}{N} \quad [Hz] \quad (3.3)$$

dove con f_c si intende la frequenza di campionamento.

Una volta appurato che sono sufficienti 1000 time-step per il calcolo delle sorgenti, che è consigliabile non utilizzare per i calcoli i primi 0.02 s di simulazione e che le componenti in frequenza più importanti si hanno per frequenze inferiori ai 1000 Hz, per diminuire il più possibile i tempi di calcolo è stato deciso di risolvere la simulazione alla potenza termica di 3 kW, con una frequenza di campionamento di 4000 Hz ($\Delta t=0.00025$ s) e per un tempo totale di 0.2 secondi.

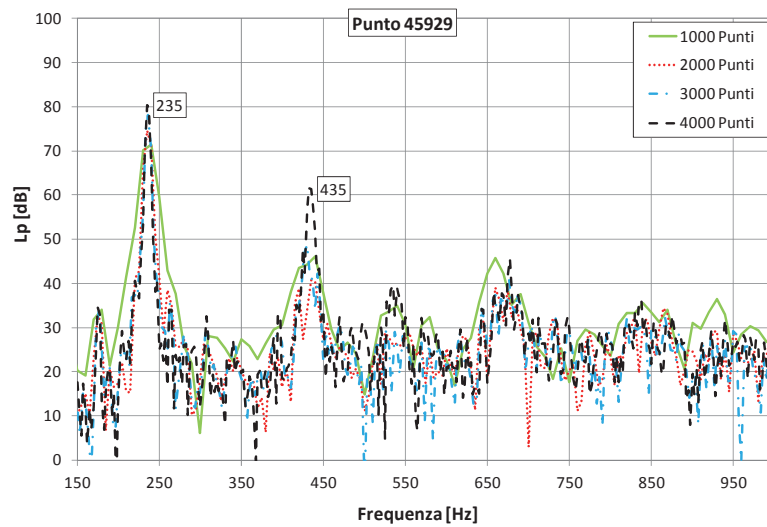


Figura 3.20 – Confronto dei livelli di pressione ottenuti con le simulazioni acustiche per sorgenti dipolo calcolate con diversi numeri di “Time-step”.

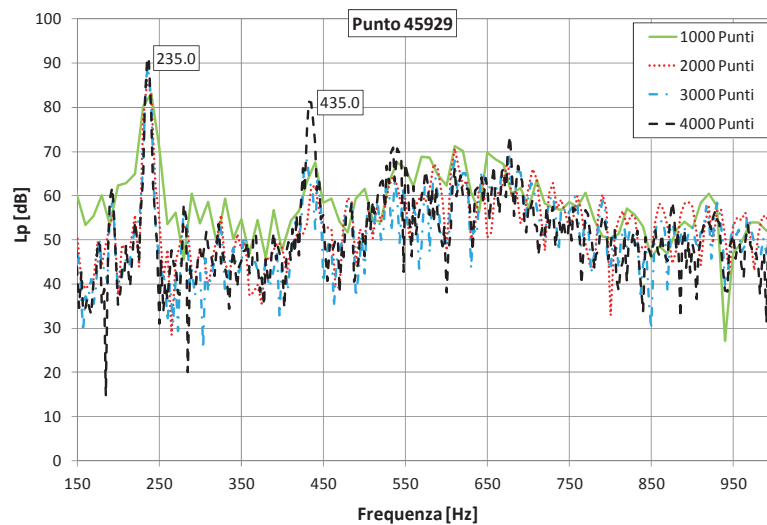


Figura 3.21 – Confronto dei livelli di pressione ottenuti con le simulazioni acustiche per sorgenti quadrupolo calcolate con diversi numeri di “Time-step”.

I risultati della simulazione accoppiata CFD/CTA a bassa potenza ($P=1.5$ kW), evidenziano come la sorgente quadrupolo determina un livello di pressione sonora all'interno della camera di combustione che per tutte le frequenze è più elevato di quello calcolato con le sorgenti dipolo (Figura 3.22). A causa delle differenze che per quasi tutte le frequenze sono superiori ai 10 dB, il contributo delle sorgenti dipolo è trascurabile.

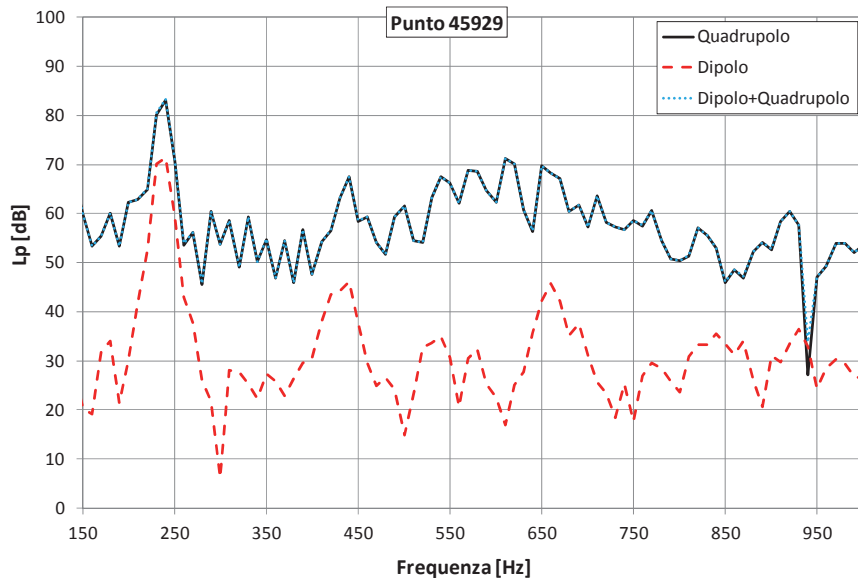


Figura 3.22 – Confronto tra simulazione BEM con quadrupolo e simulazione BEM con dipolo (Sim 8, $P=1.5$ kW)

Il numero e la posizione dei quadrupoli sono determinanti per il risultato di queste simulazioni. Utilizzando cinque quadrupoli le componenti a 235 e 435 Hz non sono più presenti, mentre per le frequenze superiori a 120 Hz l'utilizzo di cinque sorgenti provoca l'aumento del livello di pressione (Figura 3.23).

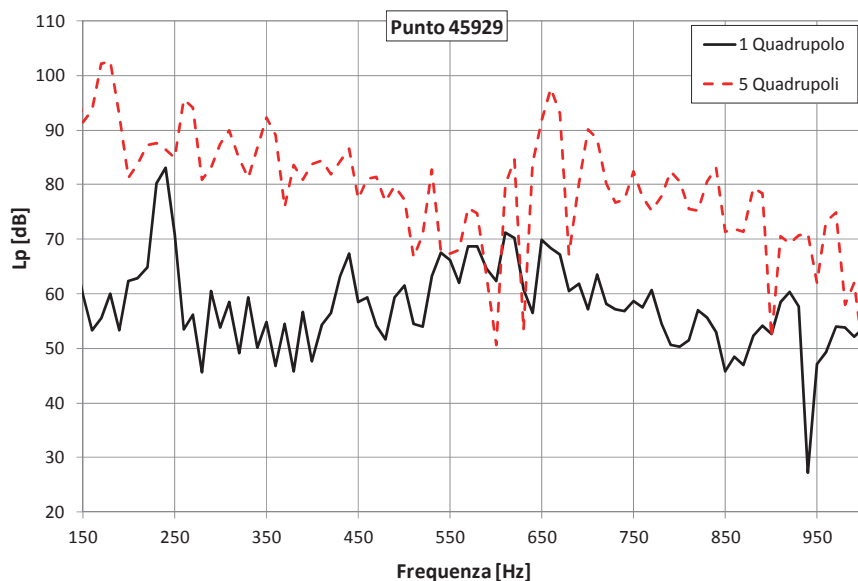


Figura 3.23 – Confronto tra simulazione BEM con 1 e 5 quadrupoli (Sim 8 $P=1.5$ kW).

L'aumento generale del livello di pressione riscontrato per la simulazione con cinque sorgenti quadrupolo (5 Quad), è legato al posizionamento e alla natura dei quadrupoli. La simulazione con quadrupolo unico (1 Quad), essendo realizzata considerando per l'intero dominio la sorgente che presenta il tensore di Lighthill più elevato, dovrebbe essere caratterizzata anche da un livello di pressione maggiore, mentre in realtà per le frequenze superiori a 120 Hz il livello più elevato è associato alla simulazione 5 Quad. Questo risultato è giustificato dalla maggiore vicinanza di alcune sorgenti della simulazione 5 Quad all'uscita del camino, rispetto alla posizione del quadrupolo unico. Le sorgenti quadrupolo infatti, sono quelle che in acustica hanno una minore efficienza di radiazione, quindi una maggiore distanza, a parità di potenza, determina un minore livello di pressione acustica.

Anche la simulazione 5 Quad presenta un livello di pressione molto più elevato rispetto alla simulazione con dipoli, che permette di trascurare il contributo di quest'ultima tipologia di sorgenti (Figura 3.24).

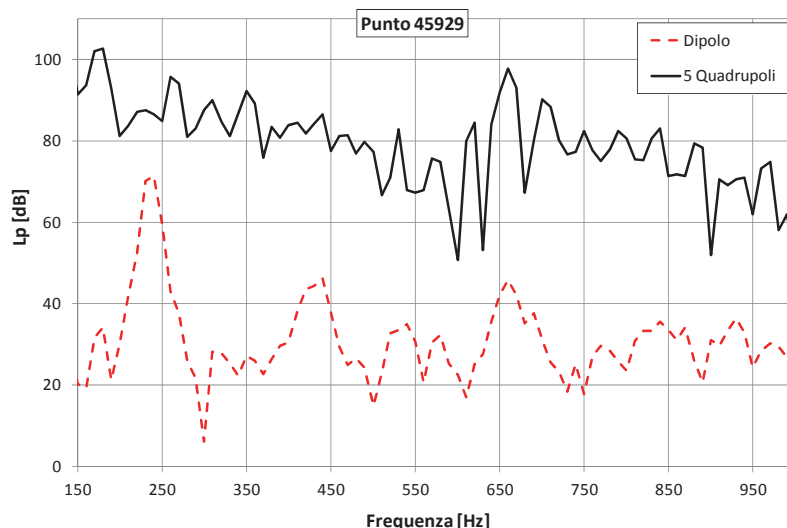


Figura 3.24 – Simulazioni BEM 5 quadrupoli e BEM solo dipolo (Sim 8 P=1.5 kW).

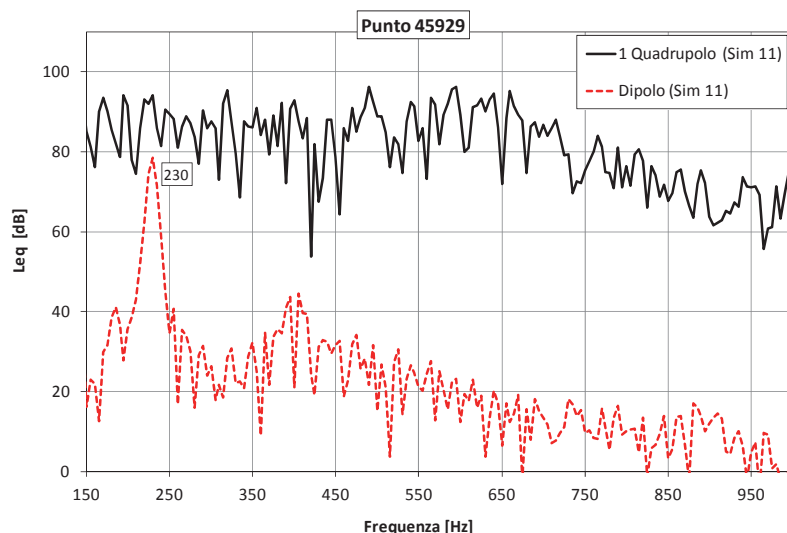


Figura 3.25 – Simulazione BEM un quadrupolo e BEM solo dipolo (Sim 11, P=3 kW).

Le differenze presentate tra i risultati delle simulazioni BEM con dipolo o quadrupolo valgono anche per la simulazione CFD/CTA ad elevata potenza ($P=3$ kW) (Figura 3.25).

Confrontando i risultati delle simulazioni CTA con sorgenti acustiche calcolate alle potenze di 1.5 kW (Sim 8) e 3 kW (Sim 11), si nota, in disaccordo con quanto osservato sperimentalmente, che la Sim 11 ha un livello più elevato a tutte le frequenze (Figura 3.26).

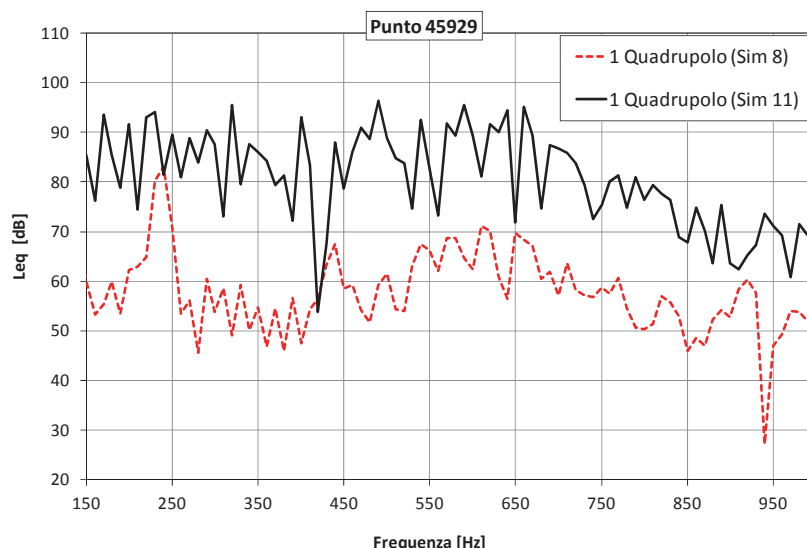


Figura 3.26 – Confronto tra risultati delle simulazioni CTA ($P=1.5$ kW, $P=3$ kW).

Analizzando i risultati delle simulazioni BEM realizzate con le sorgenti dipolo si osservano, per la potenza termica di 1.5 kW, due componenti tonali alle frequenze di 440 Hz e 660 Hz che non si ottengono per la Sim 11. Queste differenze ottenute per frequenze simili a quelle caratteristiche dell'“Hooting”, potrebbero essere legate proprio al fenomeno non stazionario osservato sperimentalmente (Figura 3.27).

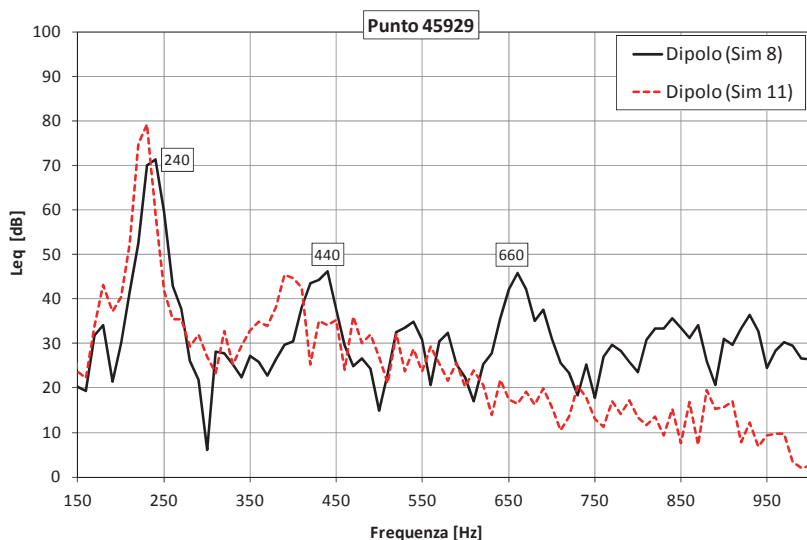


Figura 3.27 – Risultati delle simulazioni CTA con dipolo ($P=1.5$ kW, $P=3$ kW).

I confronti con le misure sperimentali evidenziano che non si nota per le simulazioni CTA realizzate, il comportamento tonale alla frequenza caratteristica dell'“Hooting” (688 Hz) (Figura 3.28 e Figura 3.29). Inoltre il livello di pressione calcolato è caratterizzato da valori eccessivamente elevati.

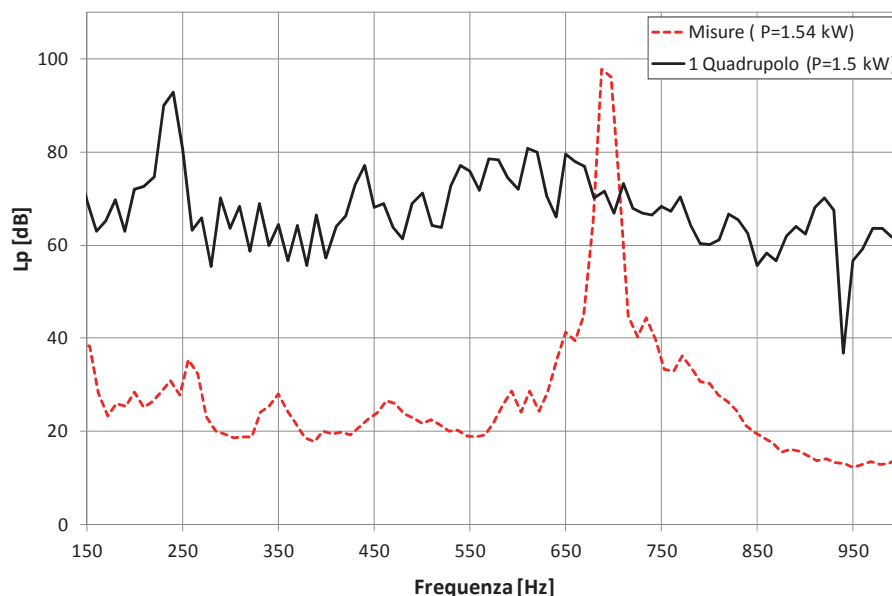


Figura 3.28 – Confronto tra risultati della simulazione CTA con un quadrupolo e misure sperimentali (P=1.5 kW).

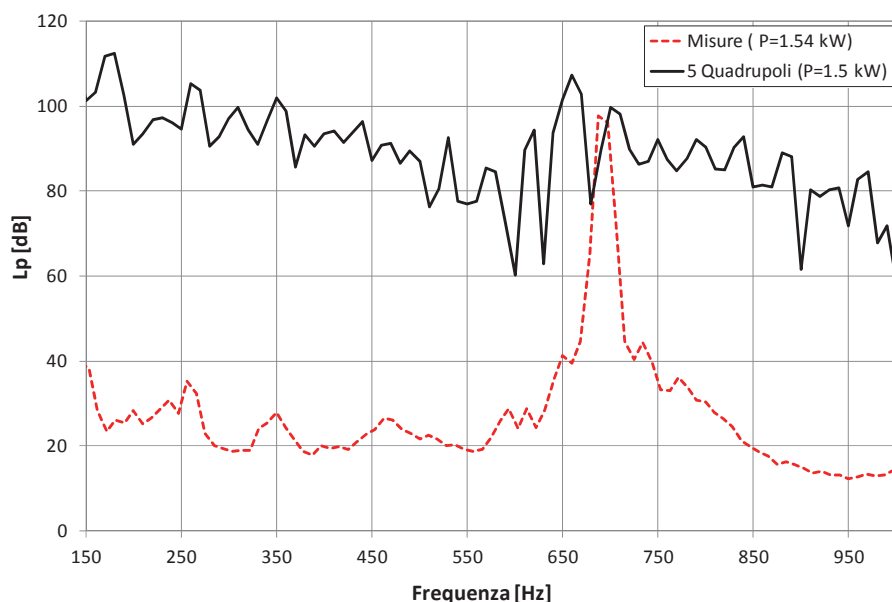


Figura 3.29 – Confronto tra risultati della simulazione CTA con 5 quadrupoli e misure sperimentali (P=1.5 kW).

Anche per la simulazione CTA ad elevata potenza (P=3 kW) valgono le considerazioni fatte per la Sim 8.

Questi risultati evidenziano che la simulazione ibrida CFD/CTA non permette di descrivere appropriatamente il fenomeno dell'“Hooting”.

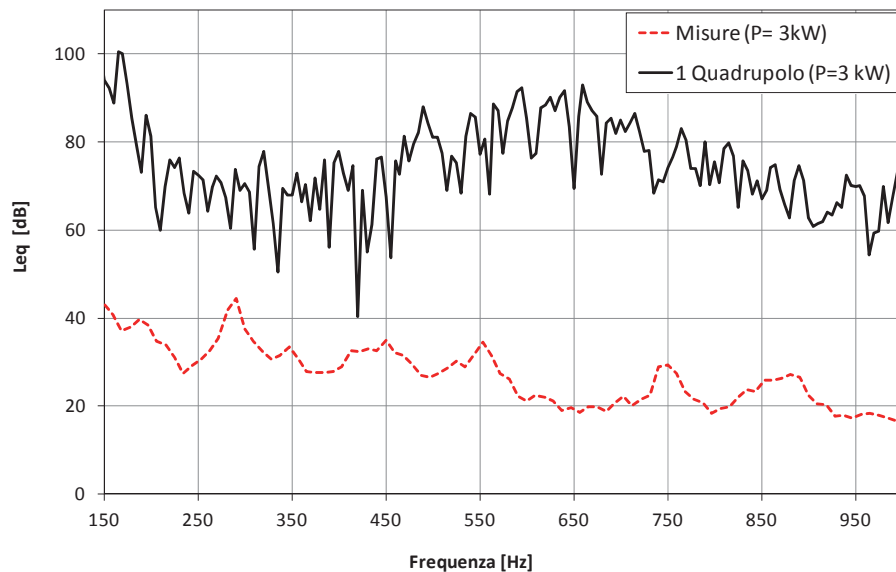


Figura 3.30 – Confronto tra risultati della simulazione CTA con un quadrupolo e misure sperimentali ($P=3$ kW).

3.4 CALCOLO DEL RUMORE DI COMBUSTIONE DIRETTAMENTE DALLA SIMULAZIONE CFD.

Alla luce dei risultati ottenuti con la simulazione ibrida si è pensato di calcolare la pressione acustica direttamente dalle simulazioni CFD.

Le simulazioni CFD utilizzate per il calcolo sono le stesse descritte nel paragrafo 3.3.1 e permettono di valutare lo spettro acustico fino alla frequenza di circa 1000 Hz (formula (A.1)). Gli spettri in frequenza della pressione sono stati direttamente calcolati dalla fluttuazione di pressione ottenuta con l'analisi CFD, in corrispondenza dei 6 punti distribuiti all'interno di camera di combustione e camino (Figura 3.12).

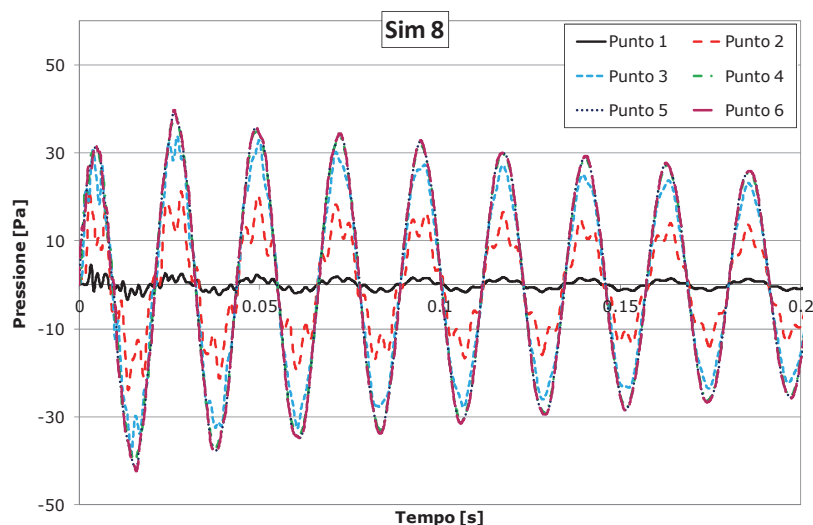


Figura 3.31 – Fluttuazione della pressione ottenuta con la CFD nei 6 punti di Figura 3.12

La presenza della condizione di “Outlet” all’uscita del camino influisce sulla distribuzione di pressione calcolata soprattutto per la parte di dominio prossima a tale sezione. In particolare osservando la storia temporale della pressione calcolata in corrispondenza dei 6 punti di Figura 3.12, si nota che questa condizione al contorno provoca nei punti 1 e 2 una netta diminuzione dell’ampiezza di oscillazione e una distorsione della forma d’onda (Figura 3.31).

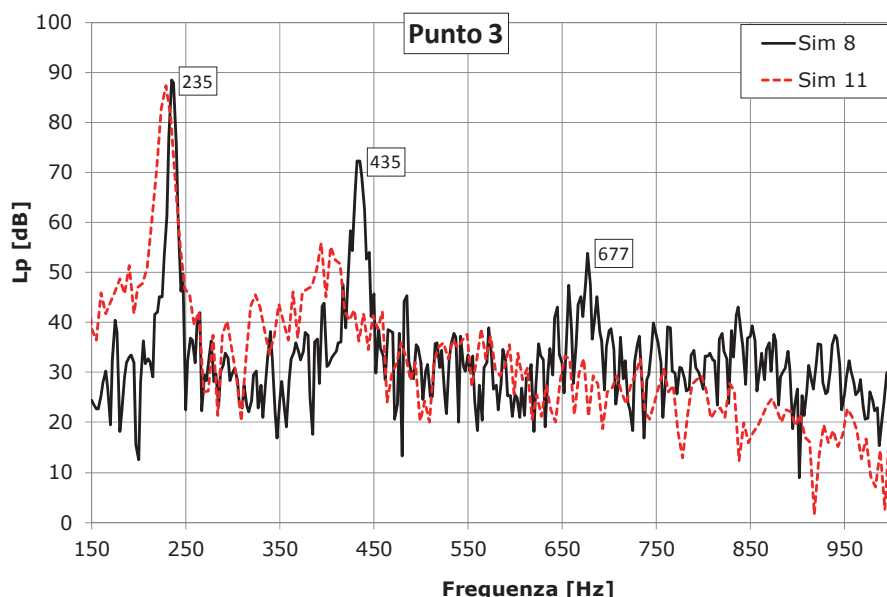


Figura 3.32 – Confronto delle FFT della pressione calcolata per Sim 8 e Sim 11 nel punto 3.

Questo comportamento, simile a quello già notato nel caso di simulazioni CTA con dipoli (Figura 3.27), si verifica in corrispondenza di tutti i 6 punti utilizzati per il calcolo della FFT (Figura 3.33 e Figura 3.34).

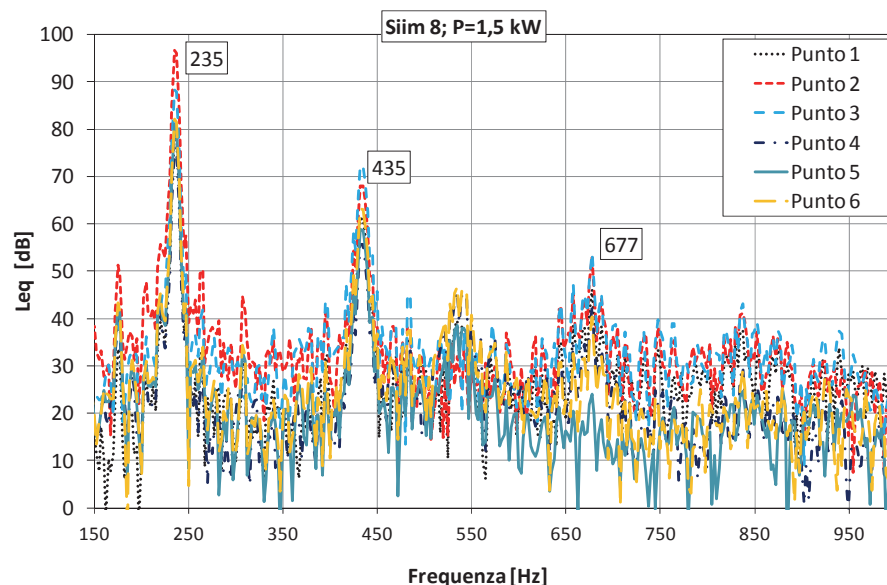


Figura 3.33 – Livelli di pressione calcolati per la sim 8 in corrispondenza dei 6 punti riportati in Figura 3.12.

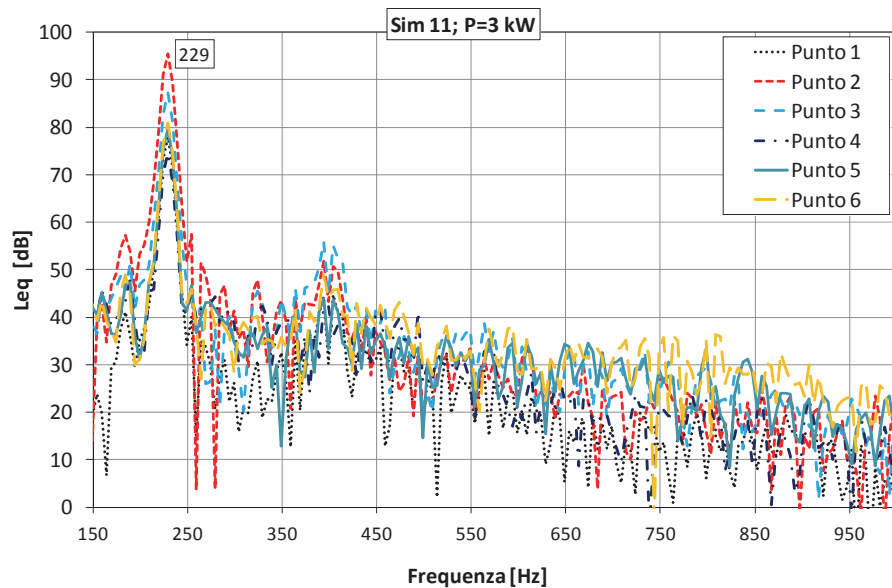


Figura 3.34 – Livelli di pressione calcolati per la sim 8 in corrispondenza dei 6 punti riportati in Figura 3.12.

L'analisi diretta della fluttuazione di pressione calcolata con il modello CFD permettere di simulare numericamente un comportamento simile a quello misurato sperimentalmente, anche se per la Sim 8 le frequenze caratteristiche del fenomeno non corrispondono (Figura 3.35) e i livelli di pressione, per entrambe le simulazioni, sono sovrastimati (Figura 3.35, Figura 3.36). Rimane inoltre dubbio sul significato fisico del comportamento tonale osservato per entrambe le simulazioni a 235 Hz.

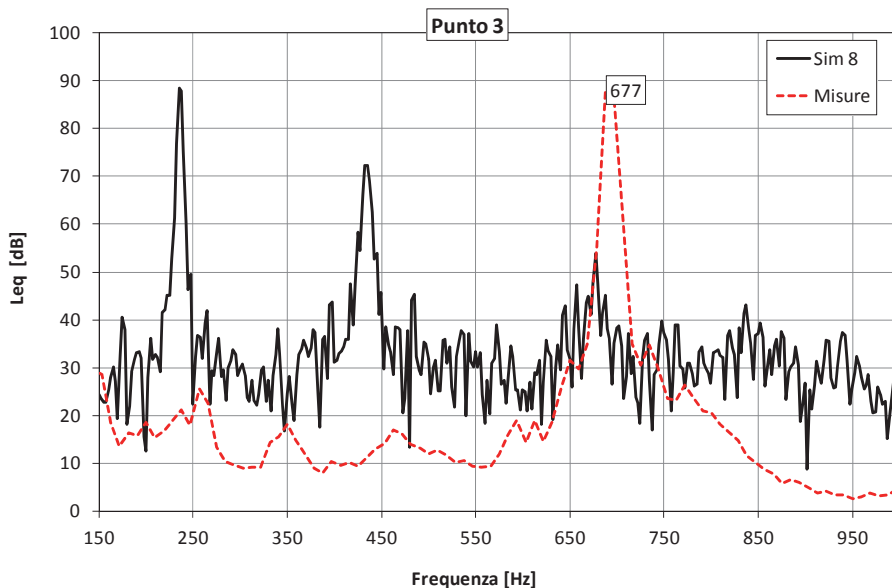


Figura 3.35 – Confronto tra misure sperimentali ($P=3$ kW) e livelli di pressione calcolati per la sim 8.

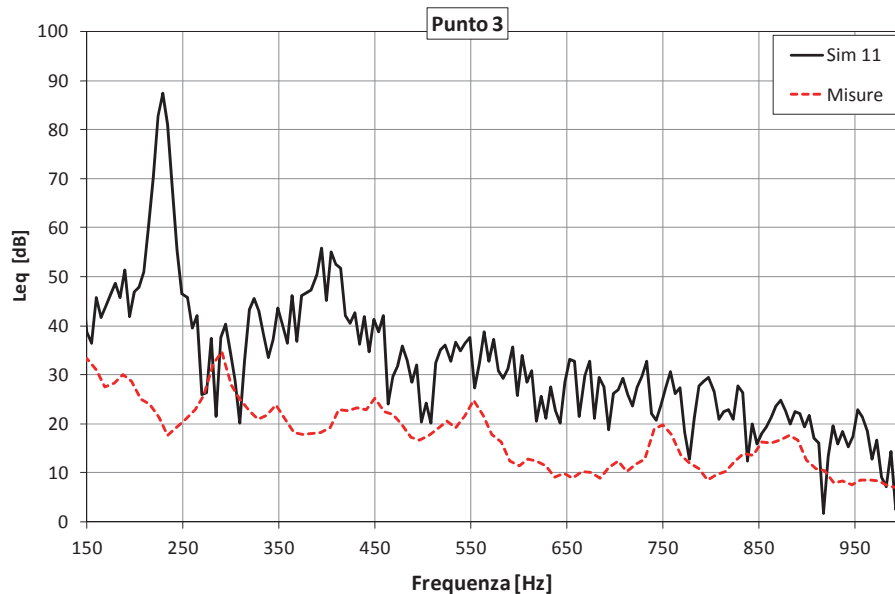


Figura 3.36 – Confronto tra misure sperimentali ($P=3$ kW) e livelli di pressione calcolati per la sim 11.

3.5 INFLUENZA DELLE CONDIZIONI AL CONTORNO SUI RISULTATI DELLE ANALISI CFD

I risultati ottenuti con le simulazioni dirette hanno evidenziato oltre alla frequenza caratteristica delle oscillazioni di circa 50 Hz discussa nel paragrafo 3.3.1, la presenza di una componente tonale a 235 Hz osservata per entrambe le potenze di funzionamento simulate.

Per comprendere il significato fisico e la natura di queste componenti sono stati analizzati gli effetti delle condizioni al contorno e degli aspetti puramente numerici sui risultati della simulazione CFD.

Il primo parametro analizzato è il modello che descrive la miscela e i gas combusti. Nella simulazione Sim8 ($P=1,5$ kW) e nella simulazione Sim11 ($P=3$ kW) i gas sono stati considerati incompressibili. La scelta dell'incompressibilità è stata dettata dalle basse velocità (<2 m/s) che caratterizzano la fluidodinamica del sistema simulato. Sono state così realizzate, per valutare se effettivamente considerare i gas come incompressibili sia una semplificazione accettabile:

- A) una simulazione a bassa potenza ($P=1,5$ kW) – gas reale (Sim13),
- B) una ad alta potenza ($P=3$ kW) – gas reale (Sim14),

Considerata la dipendenza del fenomeno “Hooting” dallo scambio termico, la seconda parte dell'analisi è stata concentrata su quei parametri legati allo scambio termico della fiamma con l'ambiente circostante (Tabella 3.5). Più precisamente sono state realizzate:

- C) una simulazione con le pareti della camera di combustione e del camino adiabatiche (Sim17),

- D) simulazione con miscela in ingresso avente una temperatura di 130 K anziché 300 K (Sim19),
- E) una con il modello spettrale di trasferimento termico WSGG anziché GRAY (Sim22).

La strategia di risoluzione LES è stata applicata ad un problema caratterizzato da basse velocità e flusso laminare. Per verificare se il LES è appropriato per la descrizione del sistema preso in esame è stata realizzata:

- F) una simulazione senza modellare la turbolenza (Laminar; Sim20).

La cinetica della combustione e la sua influenza sui risultati è stata analizzata sostituendo il modello di combustione a 4 reazioni utilizzato nella Sim8 e nella Sim11 (JL), e realizzando:

- G) una simulazione con un modello a singola reazione (WD1) (Sim23).

Per valutare se le componenti tonali sono legate alla reazione di combustione è stata realizzata:

- H) una simulazione in assenza di combustione (Sim24)

Come osservato nel paragrafo 3.3.1 dopo 0.2 s di simulazione gli andamenti di temperatura e pressione evidenziano una non completa convergenza dei risultati della simulazione CFD. Per valutare come e quanto questa non convergenza influisce sui risultati ottenuti, è stata realizzata una simulazione in cui:

- I) la Sim 8 è stata simulata per un tempo totale di oltre 1 s (Sim 25).

Anche per questo studio sono state sfruttate le proprietà di simmetria del prototipo simulando un quarto di caldaia, utilizzando però una mesh con elementi di dimensioni maggiori che permettono di descrivere la turbolenza fino alla frequenza di 400 Hz.

Considerata la risoluzione della mesh e la bassa frequenza delle componenti tonali (45 Hz e 235 Hz), per le simulazioni sarebbe sufficiente una frequenza di campionamento di 1000 Hz, alla quale corrisponde una risoluzione temporale di 0.001 s. In realtà il “time-step” utilizzato per le simulazioni è stato di 0.00025 s (frequenza di campionamento 4000 Hz) in quanto utilizzando 0.001 s il “Courant number” assume valori troppo elevati. I valori troppo elevati del numero di “Courant” sono causati dall’utilizzo di un intervallo temporale troppo ampio rispetto alla dimensione che la mesh ha nelle vicinanze dei fori del distributore. In questa porzione di dominio le velocità del fluido sono elevate (≈ 1 m/s) quindi per descrivere appropriatamente nel tempo lo sviluppo del flusso, è necessario avere una risoluzione temporale sufficientemente alta (“Courant Number” <2).

Il tempo totale delle simulazioni, per limitare il tempo di calcolo, è stato fissato a 0.2 sec.

I risultati sono stati valutati in quindici diversi punti della camera di combustione ed analizzati sia nel tempo che in frequenza (Figura 3.37). La FFT è stata eseguita su tutta la storia temporale calcolata, in quanto, utilizzando come condizione iniziale delle simulazioni il risultato della Sim 8, le irregolarità

osservate per le oscillazioni di pressione iniziali della Sim 8 e della Sim 11 non sono presenti.

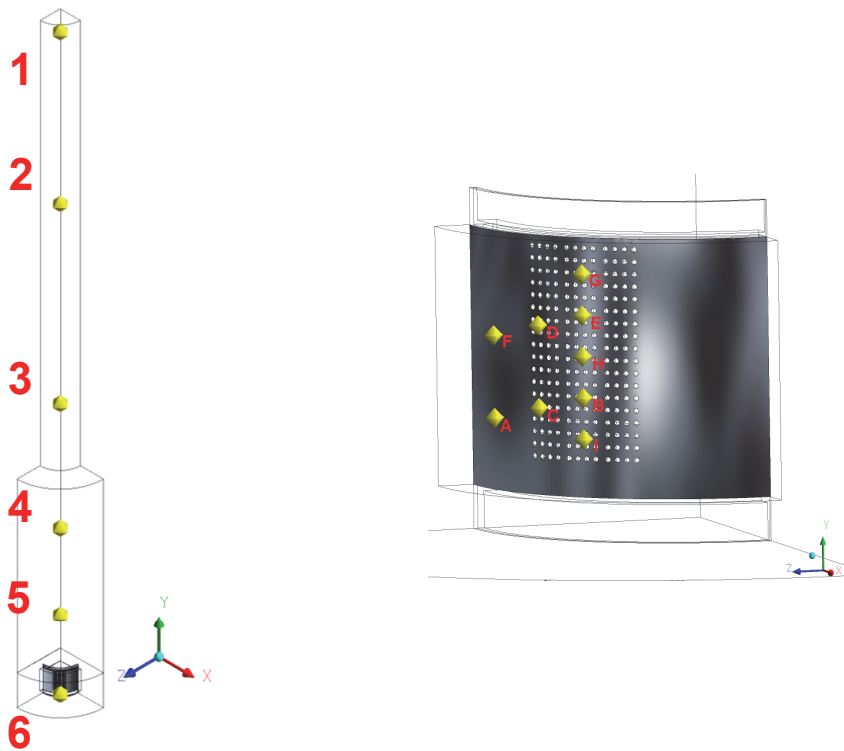


Figura 3.37 – Punti di misura della pressione nel tempo.

Tabella 3.5 – Riassunto delle simulazioni realizzate

	Nome	Descrizione	P [kW]	“time-step” [s]	Total Time [s]
	SIM8	LES incompressibile, JL, GRAY, T imposta su pareti di camera e camino, T ingresso miscela 400 K	1.5	0.0001	0.4
	SIM11	LES Comprimibile, JL, GRAY, T imposta su pareti di camera e camino, T ingresso miscela 400 K	3	0.00025	0.2
A	SIM13	LES comprimibile	1.5	0.00025	0.2
B	SIM14	LES comprimibile	3	0.00025	0.2
C	SIM17	Pareti camera e camino adiabatiche	1.5	0.00025	0.2
D	SIM19	Miscela ingresso 130 K	1.5	0.00025	0.2
E	SIM20	Laminar	1.5	0.00025	0.2
F	SIM22	WSGG	1.5	0.00025	0.2
G	SIM23	WD1	1.5	0.00025	0.2
H	SIM24	No combustione	1.5	0.00025	0.2

3.5.1 Influenza della comprimibilità del fluido

Le simulazioni realizzate considerando la comprimibilità del gas presentano rispetto alle incompressibili una diminuzione dell’ampiezza delle oscillazioni della

pressione e un leggero aumento delle frequenze fondamentali (da 45 Hz a 53 Hz; da 235 Hz a 260 Hz) sia a bassa (1,5 kW) che ad alta potenza (3 kW) (Figura 3.38 e Figura 3.39).

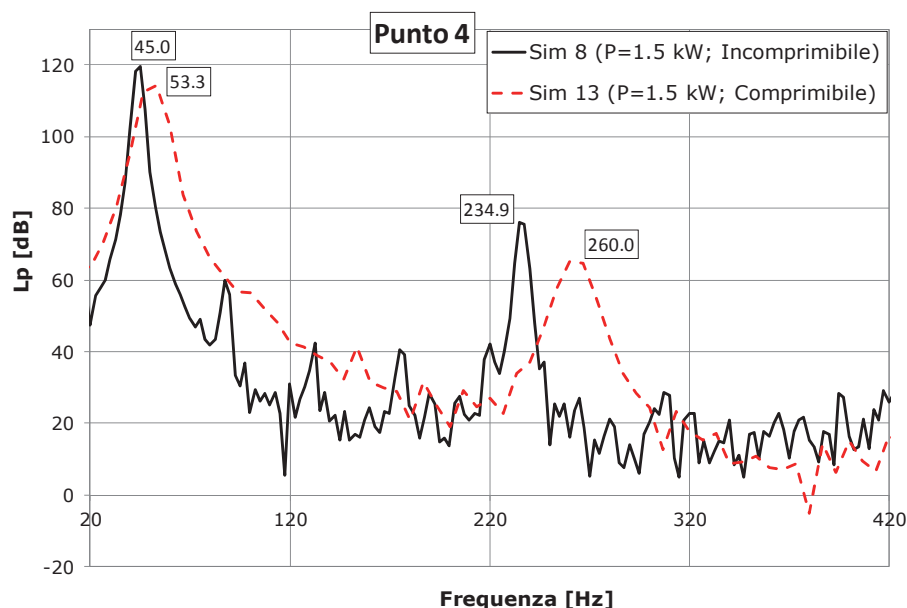


Figura 3.38 – Livello di pressione acustica nel punto 4, potenza termica di 1,5 kW.

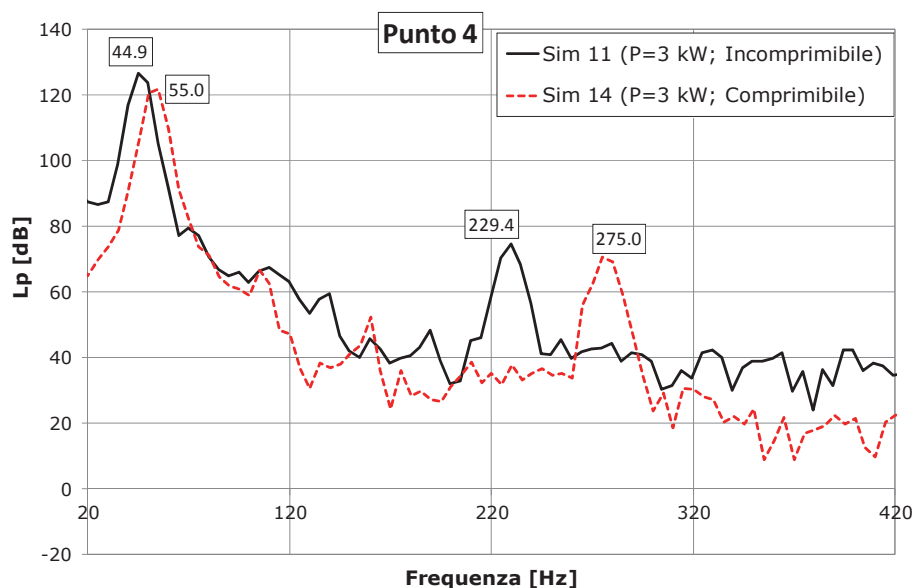


Figura 3.39 – Livello di pressione acustica nel punto 4, potenza termica di 3 kW.

Il confronto per le simulazioni a bassa potenza parte da 0.05 s perché inizialmente i risultati della simulazione comprimibile (Sim 13) sono influenzati da problemi legati alla condizione al contorno in uscita dal camino (Outlet). In particolare si verifica un reflusso di miscela che provoca la parziale chiusura della superficie di uscita del camino, e quindi si ha una variazione del profilo di velocità di flusso in uscita dal camino.

Dall'andamento temporale riportato in (Figura 3.40 e Figura 3.41) si può notare che per entrambi i modelli di fluido utilizzati l'oscillazione della pressione tende ad una forma d'onda sempre più regolare nel tempo e l'ampiezza decresce progressivamente. Questo comportamento è causato dall'insufficiente lunghezza della storia temporale complessiva calcolata fino ad ora per le simulazioni (0,2 s - 0,4 s).

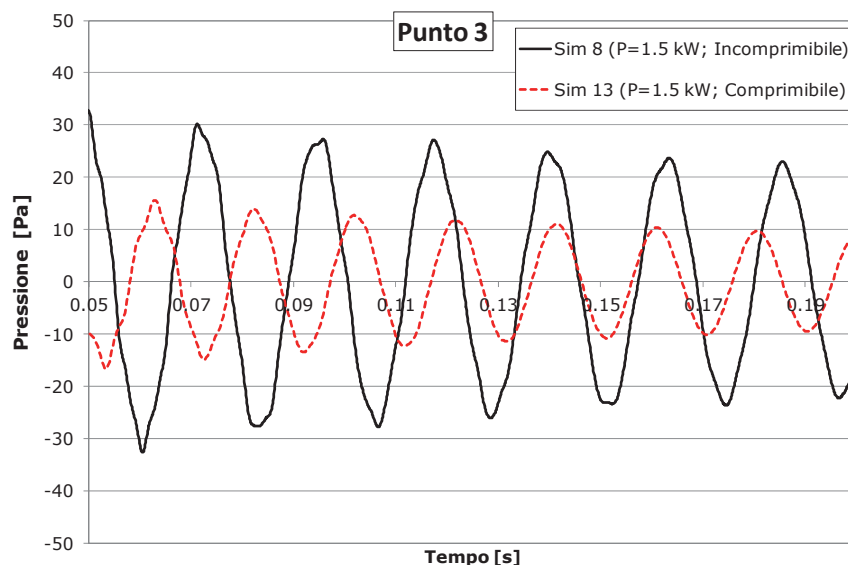


Figura 3.40 – Storia temporale della pressione acustica alla potenza termica di 1,5 kW.

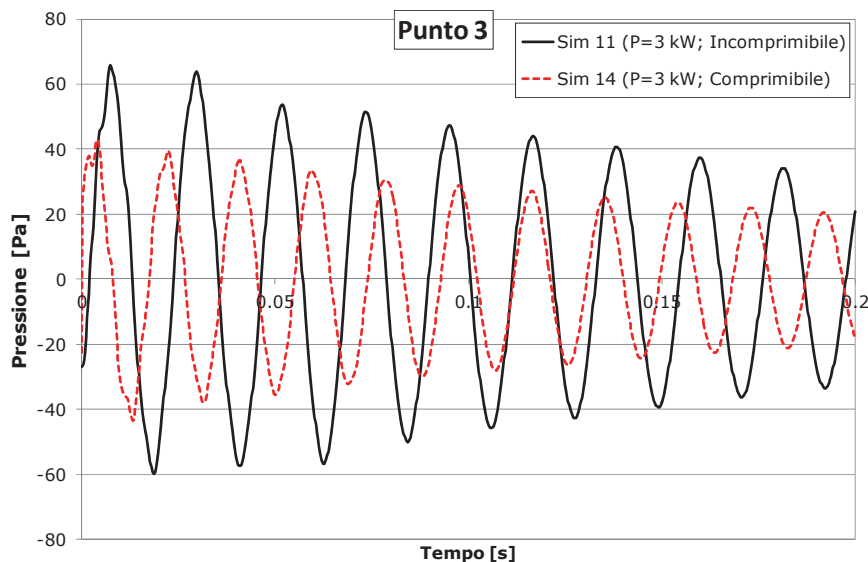


Figura 3.41 – Storia temporale della pressione acustica alla potenza termica di 3 kW.

In frequenza a causa della maggiore dimensione della mesh, i risultati della Sim 13 presentano la scomparsa delle componenti ad alta frequenza osservate per gli spettri della Sim 8 (Figura 3.39).

Il confronto tra simulazione comprimibile a bassa e ad alta potenza evidenzia come già osservato per le simulazioni incomprimibili, che la Sim 14 è

caratterizzata da un livello di pressione leggermente più elevato per entrambe le frequenze fondamentali (Figura 3.42). La frequenza della seconda componente tonale, che dipende dalla forma d'onda delle oscillazioni, aumenta all'aumentare della potenza termica di funzionamento.

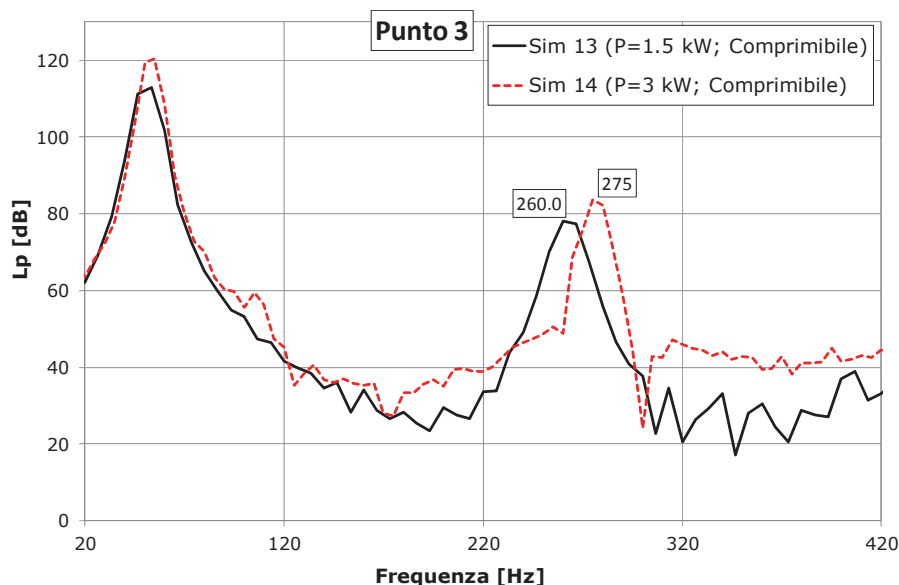


Figura 3.42 – Spettro del livello di pressione acustica; potenza termica di 1,5 kW e 3 kW; fluido comprimitibile.

Osservando l'andamento della temperatura nel tempo si nota una differenza tra simulazioni comprimitibili e incomprimitibili di circa 25 K (Figura 3.43). Dal confronto ad alta potenza si vede che le oscillazioni come accadeva anche per la pressione, hanno un'ampiezza e un periodo minore per la simulazione comprimitibile. I valori medi delle temperature variano nel tempo confermando che 0,2 s sono insufficienti per ottenere i valori di regime delle grandezze esaminate.

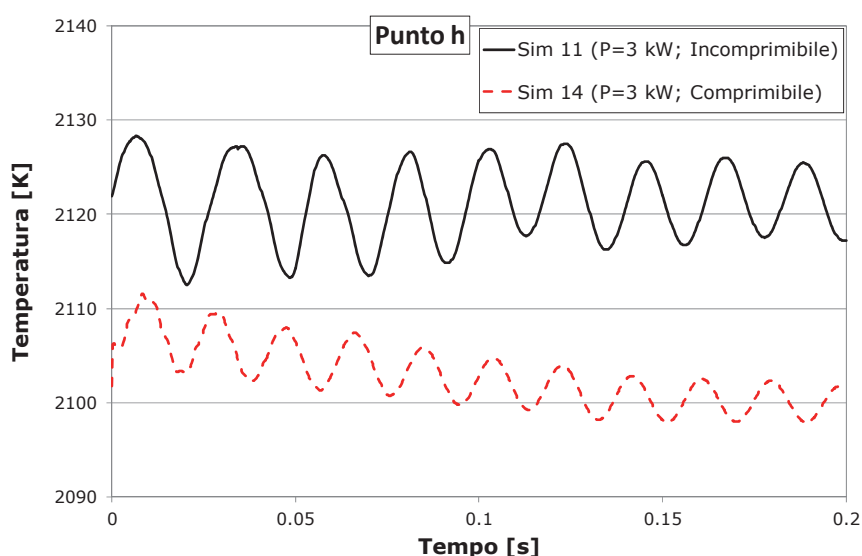


Figura 3.43 – Storia temporale della temperatura nel punto h alla potenza termica di 1,5 kW e di 3 kW.

3.5.2 Influenza delle pareti della camera di combustione

Considerare le pareti della camera di combustione e del camino adiabatiche e quindi escludere dalla simulazione il flusso di calore tra fiamma e pareti, cambia radicalmente i risultati della simulazione, confermando, come già si era osservato sperimentalmente, che le fluttuazioni di pressione sono influenzate, sia in frequenza che in ampiezza, dalle condizioni di scambio termico del sistema.

La Sim 17 presenta delle oscillazioni di pressione con periodo ed ampiezza minore e con una forma d'onda più regolare rispetto a quelle calcolate con la Sim 8 (Figura 3.44).

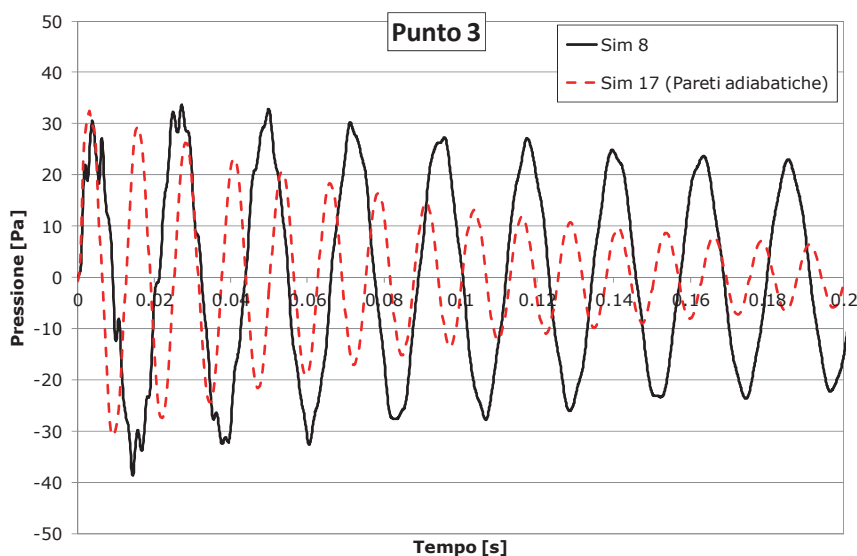


Figura 3.44 – Storia temporale e della pressione calcolata con la SIM8 e la SIM17.

Dall'analisi FFT si nota che la frequenza fondamentale è di 80 Hz e nello spettro sono presenti anche tutte le armoniche successive (Figura 3.45).

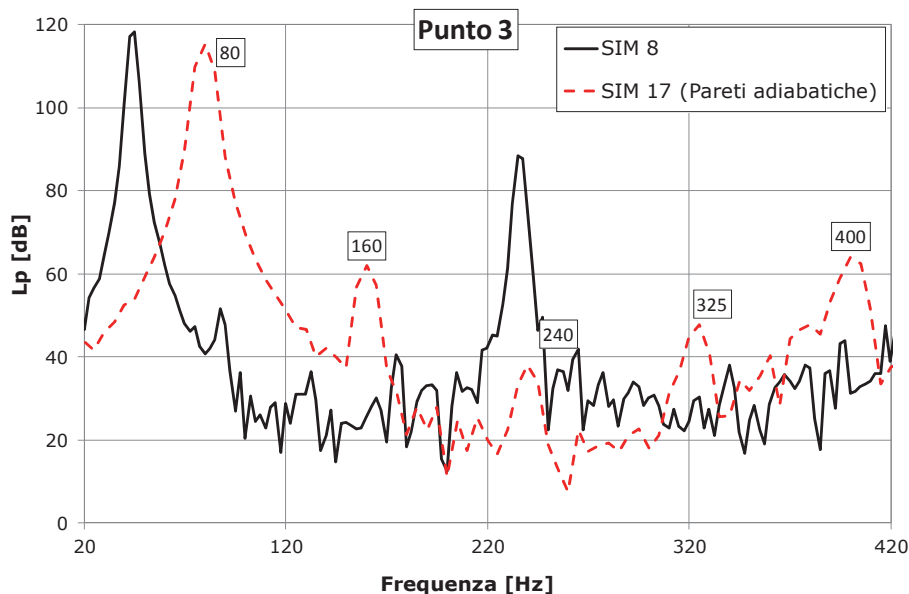


Figura 3.45 – Spettro del livello di pressione acustica calcolato con la SIM8 e la SIM17.

La temperatura media di fiamma (Figura 3.46) è ovviamente più alta per la simulazione con pareti adiabatiche poiché la fiamma cede meno calore all'esterno, mentre sia l'ampiezza di oscillazione, sia il periodo, sono inferiori. Il valore medio tende a crescere nel tempo evidenziando il non completo raggiungimento di una condizione stazionaria di funzionamento.

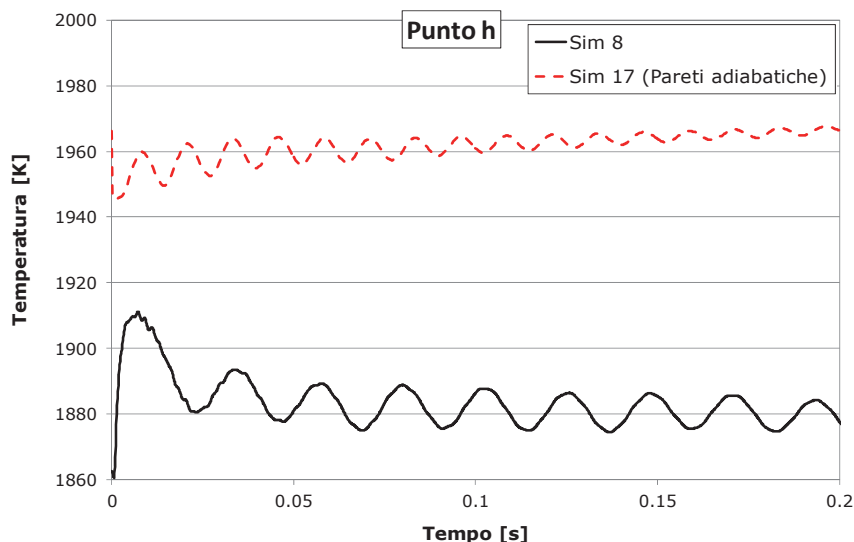


Figura 3.46 – Storia temporale della temperatura in corrispondenza del punto h; SIM8 e SIM17.

3.5.3 Influenza della temperatura in ingresso della miscela

L'ingresso in camera di combustione di miscela fredda (130 K) anziché a temperatura ambiente non ha una grande influenza sui risultati della simulazione sia nel tempo che in frequenza. Nel tempo le oscillazioni di pressione, a causa della minore frequenza di campionamento della Sim 19, sono più regolari e ampiezza e periodo di oscillazione sono lievemente minori (Figura 3.47).

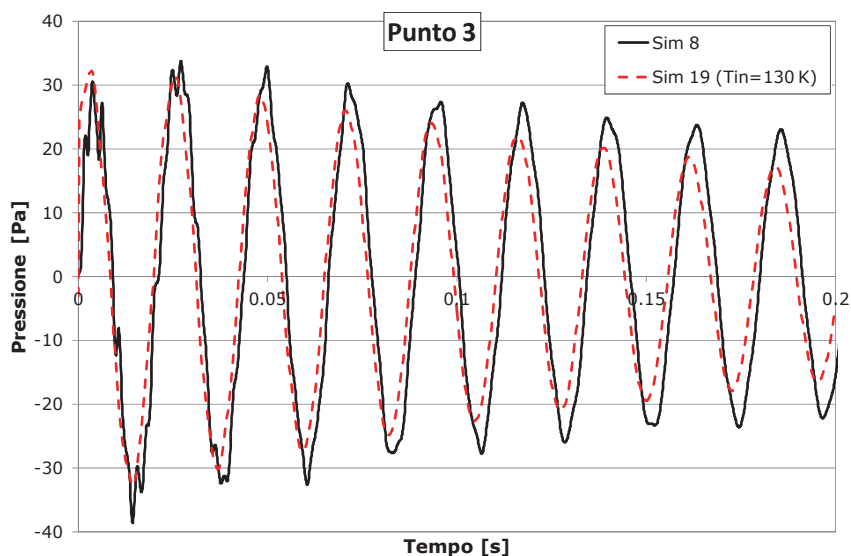


Figura 3.47 – Storia temporale della pressione calcolata con la SIM8 e la SIM19.

In frequenza i risultati delle due simulazioni sono molto simili tra loro (Figura 3.48). La prima componente tonale, che dipende dall'oscillazione portante della pressione, aumenta leggermente (da 45 Hz a 50 Hz) come già si vedeva dall'andamento temporale della pressione riportato in Figura 3.47.

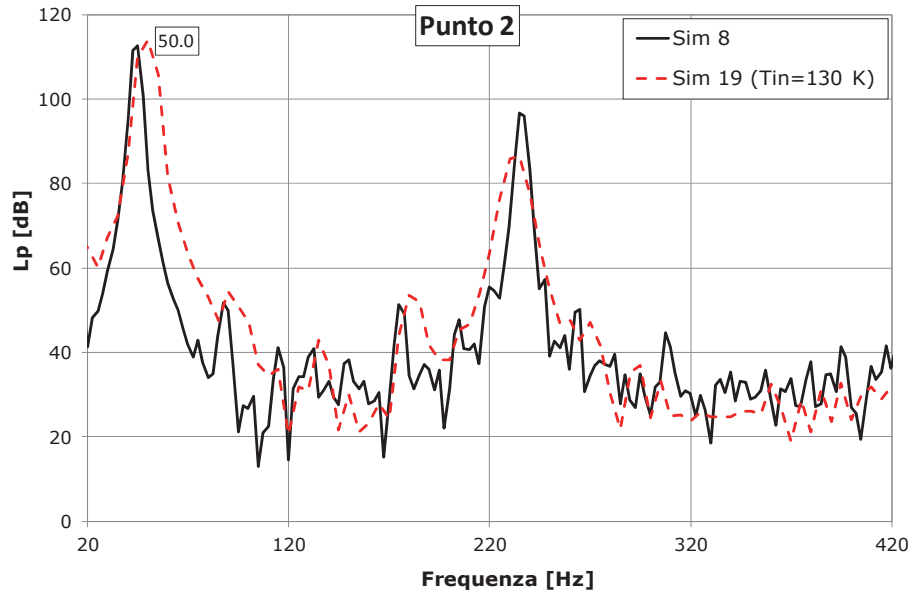


Figura 3.48 – Spettro della pressione acustica calcolata con la SIM8 e la SIM19.

La minor temperatura della miscela in ingresso provoca una diminuzione della temperatura di fiamma di circa 20 K (Figura 3.49).

I risultati ottenuti dimostrano che la fiamma è molto più sensibile alla variazione delle condizioni di scambio termico con le pareti che la circonda, rispetto alla variazione della temperatura in ingresso della miscela.

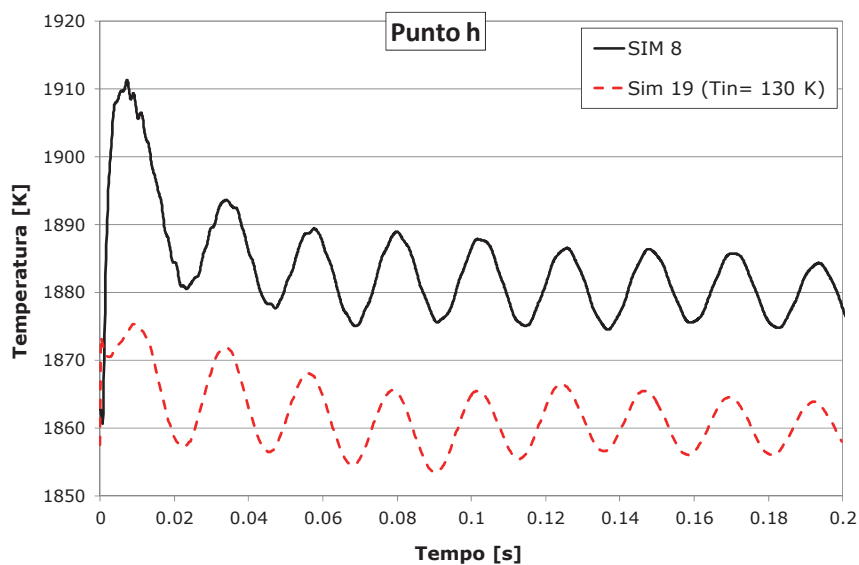


Figura 3.49 – Storia temporale della temperatura in corrispondenza del punto h; SIM8 e SIM19.

3.5.4 Influenza del modello di radiazione

L'utilizzo per la descrizione della radiazione del modello "Weighed Sum of Gray Gases" [36], che considera l'emissione e l'assorbimento della radiazione termica dipendente dalla temperatura, non ha provocato un cambiamento rilevante dei risultati rispetto a quelli ottenuti con il modello GRAY (SIM 8). L'andamento nel tempo della fluttuazione di pressione della Sim 22 a parte i primi 0.04 s dove con il modello Gray si ottiene una forma d'onda molto più irregolare, è molto simile a quella calcolata con la Sim 8 (Figura 3.50).

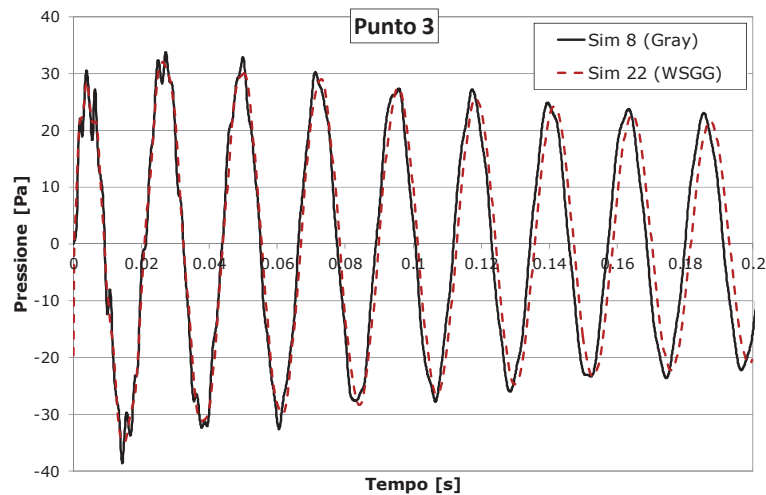


Figura 3.50 – Storia temporale della pressione calcolata con la SIM8 e la SIM22.

In frequenza i livelli di pressione calcolati con le due simulazioni sono molto simili (Figura 3.51). Il picco a 235 Hz ha una frequenza leggermente più bassa rispetto a quella ottenuta con la Sim 8. Questa differenza è legata alla forma d'onda della Sim 8 che risulta molto più "appuntita" rispetto a quella della Sim 22 (Figura 3.50).

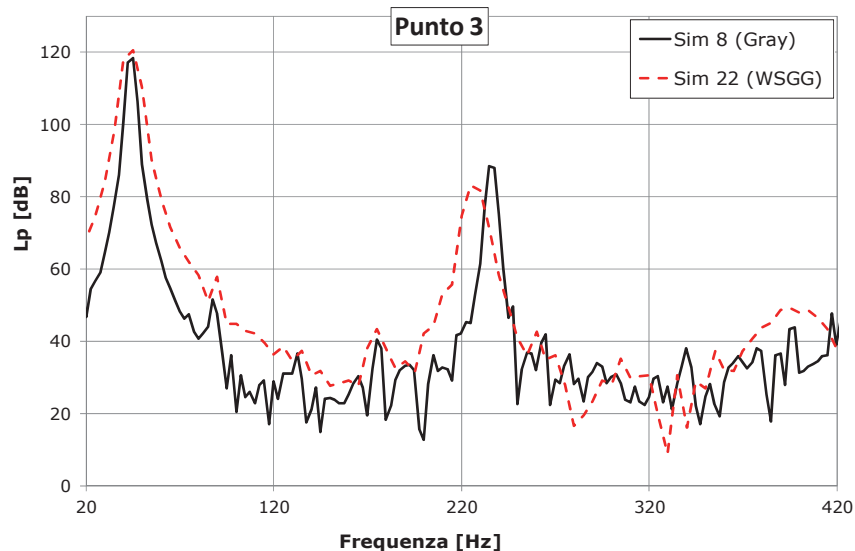


Figura 3.51 – Spettro del livello di pressione calcolato con la SIM8 e la SIM22.

L'andamento della temperatura nel tempo delle due simulazioni è, a parte i primi 0.01 s, parallela e presenta una differenza minore di 10 K (Figura 3.52).

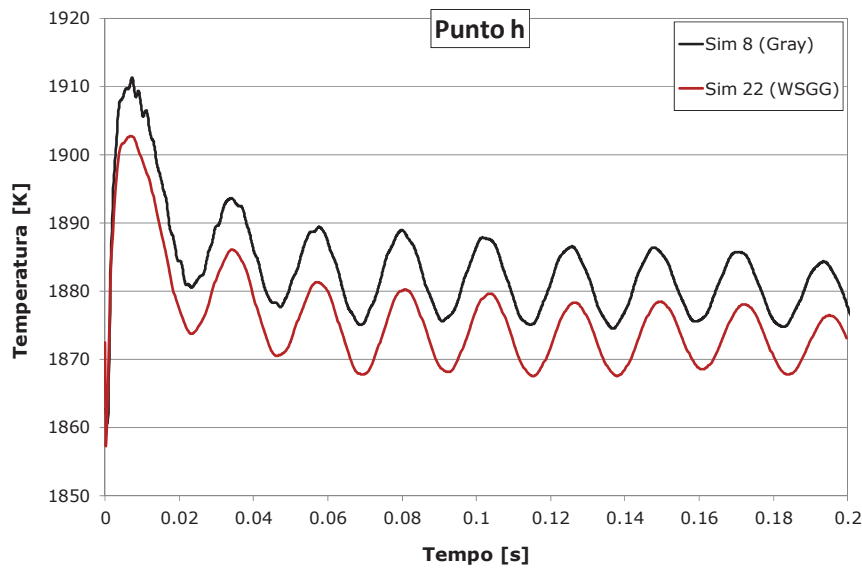


Figura 3.52 – Storia temporale della temperatura in corrispondenza del punto h; SIM8 e SIM22.

3.5.5 Influenza della tecnica di risoluzione della turbolenza

Le oscillazioni di pressione calcolate nel tempo simulando il flusso con un modello laminare (Sim 20) presentano delle ampiezze molti più basse di quelle ottenute con il metodo LES (Sim 8) (Figura 3.53).

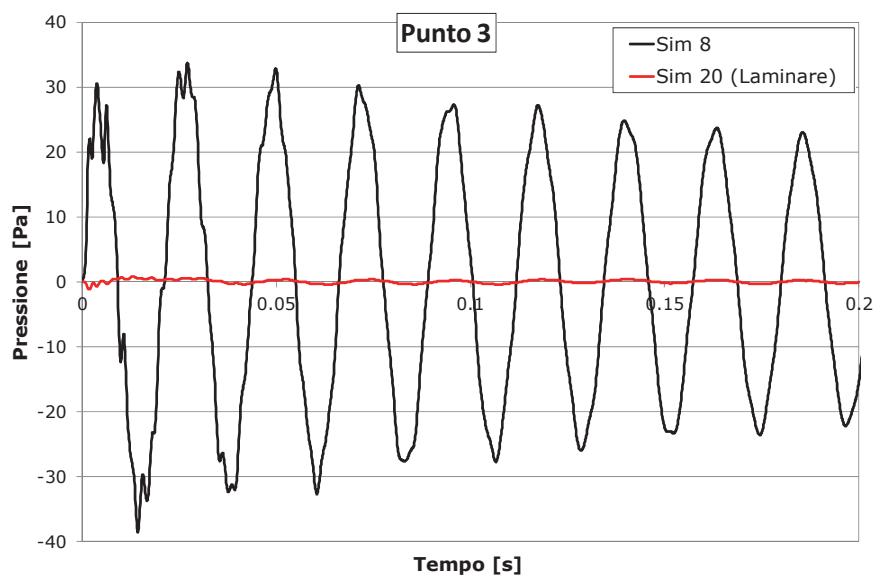


Figura 3.53 – Storia temporale della pressione calcolata con la SIM8 e la SIM20.

Utilizzando una scala opportuna per l'ampiezza di oscillazione della pressione calcolata con la Sim 20, si nota che nei primi 0.04 s di storia temporale le

oscillazioni sono molto irregolari e hanno un periodo ($4.3 \cdot 10^{-3}$ s) minore rispetto a quelle ottenute con la Sim 8 (Figura 3.54). Dopo questo transitorio iniziale le fluttuazioni diventano molto più regolari e il periodo di oscillazione torna ad essere uguale a quello della Sim 8 ($2.3 \cdot 10^{-2}$ s).

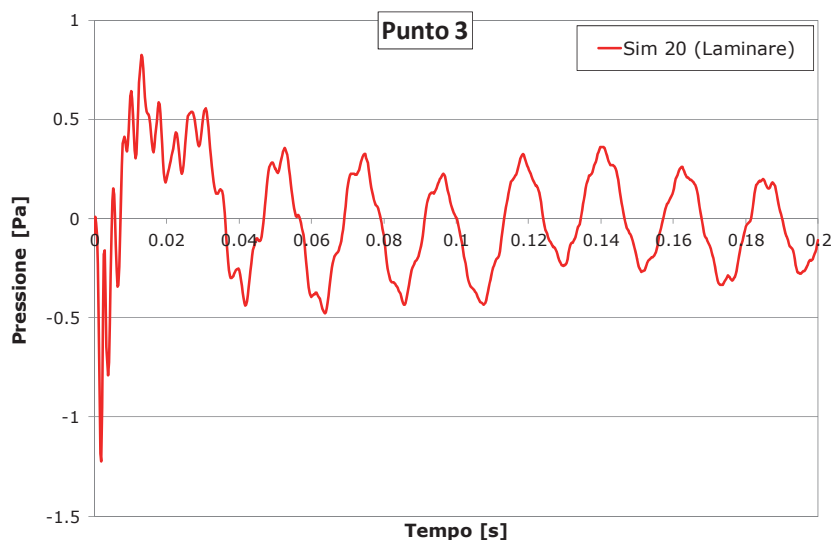


Figura 3.54 – Zoom della storia temporale di pressione calcolata con la SIM20.

In frequenza le due componenti tonali presenti a bassa frequenza in tutte le simulazioni analizzate, anche se con ampiezze molto minori (≈ 40 dB in meno rispetto a quelle della Sim 8) rimangono anche per la Sim 20 (Figura 3.55).

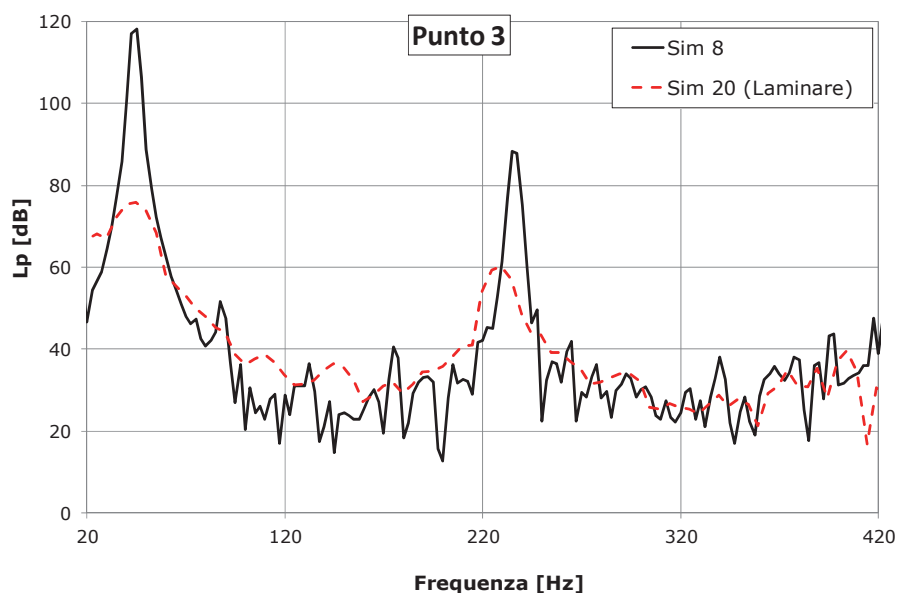


Figura 3.55 – Spettro del livello di pressione calcolato con la Sim 8 e la Sim 20.

L'andamento nel tempo della temperatura della Sim 20 non è fluttuante e tende ad un valore che differisce da quello medio della Sim 8 di poco più di 10 K (Figura 3.56).

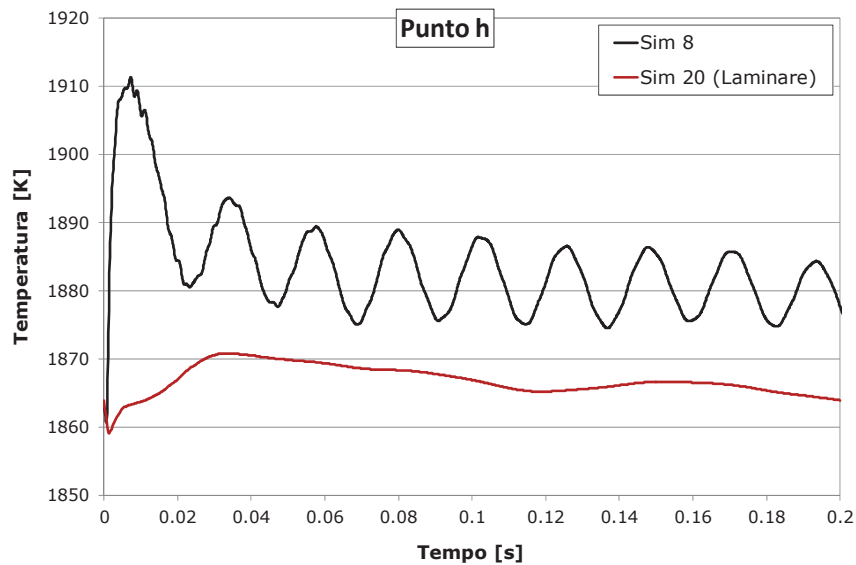


Figura 3.56 – Storia temporale della temperatura in corrispondenza del punto h; Sim 8 e Sim 20.

Anche con la simulazione laminare si ottengono dunque delle fluttuazioni di pressione caratterizzate in frequenza da due componenti principali alla frequenza di 45 e 235 Hz. Questo risultato evidenzia come queste frequenze non dipendono dal tipo di metodologia utilizzata per il calcolo della turbolenza.

3.5.6 Influenza del modello di combustione

L'utilizzo di un modello di reazione a singola reazione (WD1) per la descrizione della reazione chimica di combustione provoca una variazione della pressione sia nel dominio del tempo che in frequenza. Nel tempo si nota una minore ampiezza delle oscillazioni rispetto a quelle calcolate con la Sim 8 (Figura 3.57).

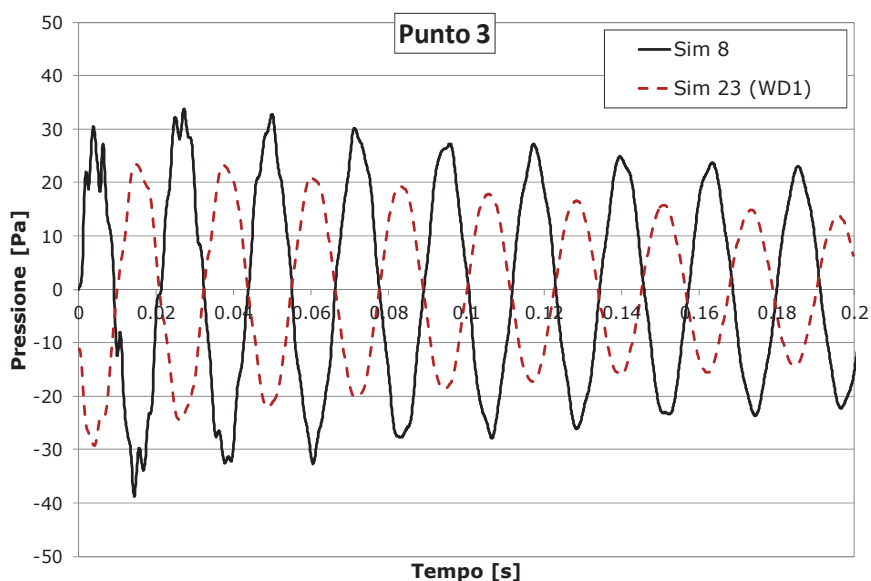


Figura 3.57 – Storia temporale della pressione calcolata con la SIM8 e la SIM23.

In frequenza si hanno delle variazioni soprattutto per le frequenze superiori a 80 Hz per le quali si ottengono dei livelli più elevati. Ancora una volta si ha una diminuzione, seppur lieve, della frequenza del secondo picco che da 235 Hz passa a 225 Hz (Figura 3.58).

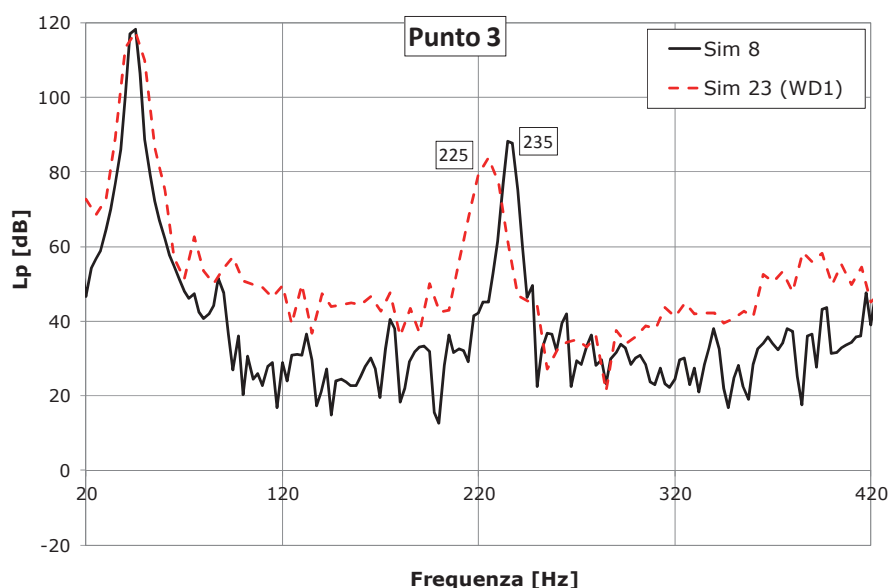


Figura 3.58 – Spettro del livello di pressione calcolato con la SIM8 e la SIM23.

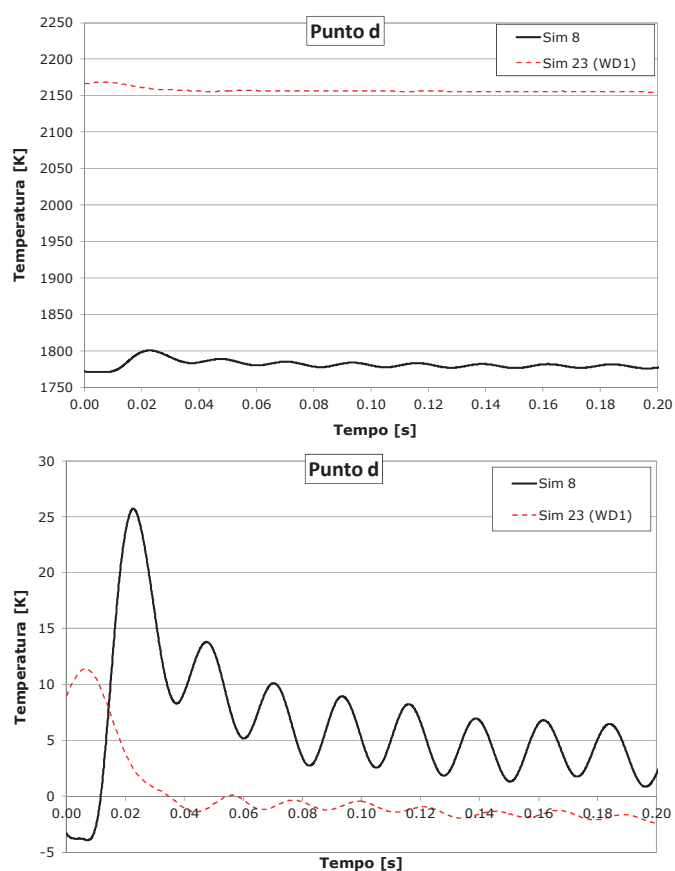


Figura 3.59 – Storia temporale della temperatura nel punto d; SIM8 e SIM23; in basso oscillazioni della temperatura rispetto al valore medio della temperatura.

L'andamento nel tempo della temperatura è molto diverso a causa della diversa forma della fiamma calcolata. La forma e la temperatura di fiamma sono comunque molto più appropriate per la simulazione con il modello a quattro reazioni (JL) rispetto a quelle ottenute con il WD1 (Figura 3.59).

Senza la reazione chimica della combustione (Sim 24) non si hanno fluttuazioni di pressione in nessuno dei punti utilizzati per i calcoli (Figura 3.60).

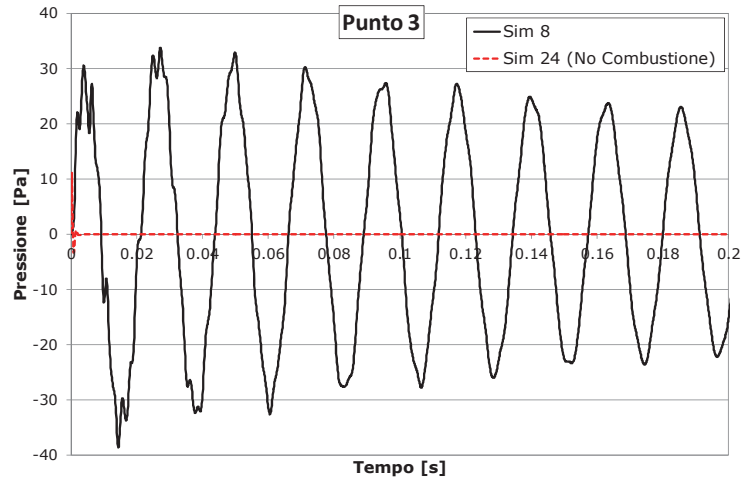


Figura 3.60 – Storia temporale della pressione calcolata con la SIM8 e la SIM24.

Le due componenti tonali a 45 Hz e 235 Hz sono quindi generate dalla presenza della fiamma ma non dipendono dal modello utilizzato per la descrizione della reazione chimica di combustione.

3.5.7 Influenza del tempo di simulazione

Come osservato nei paragrafi precedenti il tempo totale è un parametro fondamentale per la convergenza delle simulazioni. La pressione presenta infatti per un tempo totale di 0.2 s delle ampiezze di oscillazione che ancora non hanno raggiunto un valore costante (Figura 3.61).

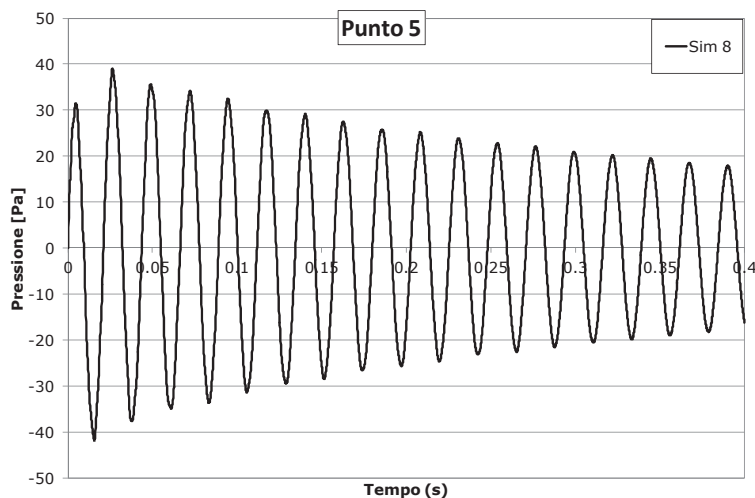


Figura 3.61 – Storia temporale della pressione calcolata con la Sim 8.

Per questo motivo è stata realizzata una simulazione simile alla Sim 8, simulando però 1/8 di caldaia e utilizzando un mesh di dimensioni maggiori (Sim 25). È stato simulato un tempo totale di oltre 1 s, utilizzando un “time-step” di 0.0005 s per i primi 0.4 s e 0.00025 s per i successivi istanti temporali.

Osservando il grafico riportante l'intera storia di calcolo della simulazione (Figura 3.61) superati i 0.03 s la pressione sembra aver raggiunto la convergenza.

Dall'istante temporale di 0.4 s in poi l'ampiezza della pressione non è più esclusivamente decrescente, ma aumenta e diminuisce il suo valore rimanendo comunque all'interno di un intervallo compreso tra -0.1 Pa e 0.1 Pa (Figura 3.63). Quest'andamento della pressione è molto simile ad una tipica oscillazione della pressione acustica legata ad un fenomeno non stazionario. Si nota infatti una parte iniziale in cui il risultato tende ad una soluzione oscillante stabile, poi ottenuto un minimo a circa 0.4 s, le oscillazioni riprendono ad aumentare di ampiezza senza però mantenere un valore costante ma piuttosto evidenziando un comportamento pulsante.

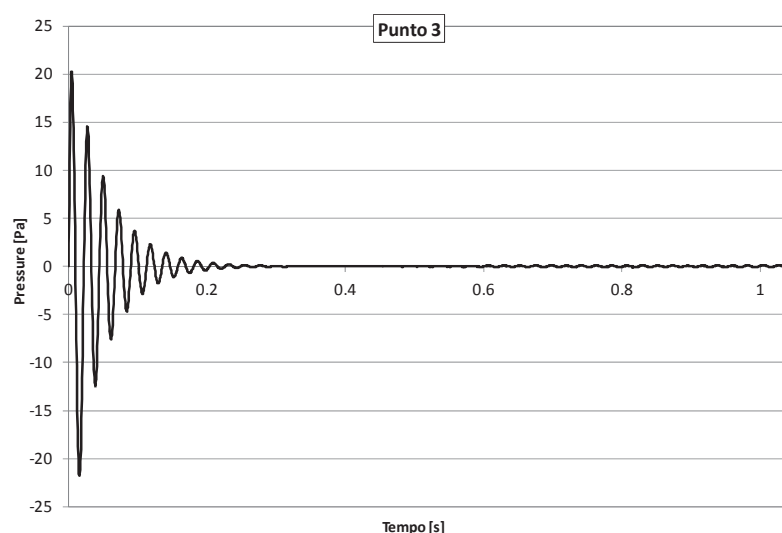


Figura 3.62 – Storia temporale della pressione calcolata con la Sim 25.

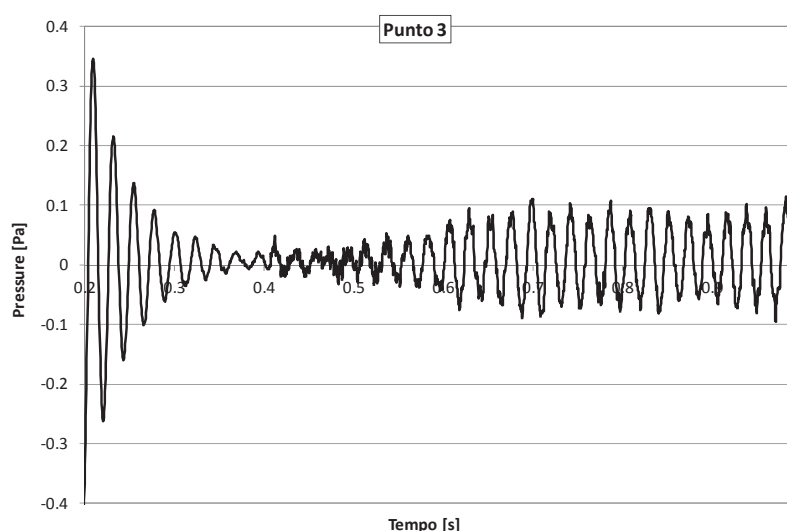


Figura 3.63 – Storia temporale da 0.2 a 1 s della pressione calcolata con la Sim 25.

Per capire l'importanza che il tempo totale di simulazione ha sui valori del livello di pressione acustica calcolata, basta osservare il confronto degli spettri in frequenza ottenuti per diversi intervalli temporali della storia di calcolo ottenuta con la Sim 25 (Figura 3.64).

Dal grafico di Figura 3.64 si nota come il picco a 45 Hz da valori di quasi 110 dB ottenuto per i primi 0.2 s di simulazione diminuisce la sua ampiezza fino ad arrivare per gli ultimi 0.2 s di simulazione a valori di poco più di 55 dB. Al contrario il secondo picco (231 Hz) da valori inferiori a 30 dB (0-0.2 s) aumenta fino a superare, per gli ultimi 0.02 s di simulazione, i 50 dB. Utilizzando l'ultima parte della storia temporale, oltre ad aumentare in corrispondenza del secondo picco, il livello di pressione aumenta per tutte le frequenze dello spettro superiori ai 120 Hz.

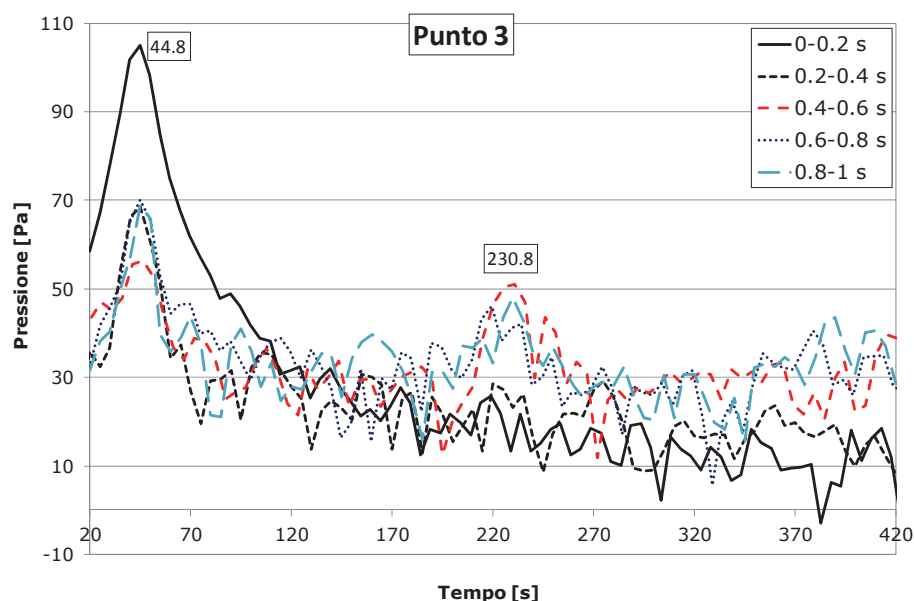


Figura 3.64 – Livello di pressione calcolato in diversi istanti temporali della storia totale ottenuta con la Sim 25

3.6 OSSERVAZIONI

Le tecniche di simulazione utilizzate per il calcolo del rumore della combustione non hanno permesso di ottenere dei risultati quantitativamente soddisfacenti ma hanno permesso di capire quale tecnica è più adatta alla descrizione oggettiva del fenomeno d'instabilità della combustione preso in esame.

La simulazione accoppiata CFD/CAA non ha permesso di ottenere un'adeguata descrizione del fenomeno "Hooting" né dal punto di vista quantitativo né da un punto di vista qualitativo. L'applicazione di questo metodo inoltre è giustificabile nei casi in cui la fiamma può essere considerata non confinata e quindi la dimensione del modello numerico è limitata, ma in casi come questo in cui l'interazione tra fiamma e pareti di contorno di camera di combustione e camino sono fondamentali per una corretta descrizione delle fluttuazioni di pressione non è un approccio conveniente da un punto di vista

computazionale. Per questa tipologia di problemi, infatti, è necessario simulare comunque l'intera geometria di camera di combustione e del camino, quindi computazionalmente diventa vantaggioso calcolare gli spettri sonori utilizzando direttamente le fluttuazioni di pressione relativa calcolate con una simulazione LES transiente.

I risultati ottenuti calcolando gli spettri dei livelli di pressione acustica direttamente dalla simulazione transiente LES non hanno permesso di ottenere una descrizione qualitativa del fenomeno oggetto di studio. Dal confronto realizzato tra Sim 8 e Sim 11 si notano infatti delle differenze simili a quelle riscontrate sperimentalmente per il fenomeno "Hooting". Rimangono dubbi però sull'effettivo significato della fluttuazione a 50 Hz e del comportamento a 235 Hz ottenuti per tutte e due le potenze termiche di funzionamento simulate.

Queste fluttuazioni dalle analisi effettuate nei precedenti paragrafi sono assenti esclusivamente quando non è presente la reazione chimica di combustione. L'ampiezza e la frequenza caratteristica di queste fluttuazioni è influenzata dalle condizioni di scambio termico e dalla convergenza dei risultati.

Considerato l'elevato numero di time-step necessari al modello per raggiungere la convergenza dei risultati, e i tempi di calcolo richiesti (Tabella 3.6), queste tecniche di simulazioni rimangono ancora inapplicabili a queste tipologie di problemi soprattutto in ambito industriale. La Sim 25 ad esempio, con l'utilizzo di una "Work station" a singolo processore "Quad core" (velocità 2.8 GHz) e 16 GB di RAM di memoria, ha richiesto quasi un mese di calcoli per ottenere uno spettro della pressione acustica fino ad una frequenza massima di 450 Hz circa.

Inoltre il fenomeno non stazionario "Hooting" avviene solo per determinate potenze di funzionamento della caldaia, quindi per utilizzare queste simulazioni come strumento predittivo dei fenomeni d'instabilità, sarebbe necessario eseguire queste simulazioni per tutte le possibili condizioni di funzionamento potenza termica di funzionamento e per le diverse composizioni di miscela per cui sperimentalmente si potrebbe osservare il fenomeno "Hooting".

Tabella 3.6 – Tempi di calcolo delle simulazioni CFD, riferite all'utilizzo di un singolo processore (Workstation singolo processore "Quad core" 2.8 GHz e 16 GB di RAM).

Simulazione	Mesh	Numero di "Time step"	Tempo di calcolo
Sim 8	1579977	2000	30 giorni
Sim 11	1579977	800	10 giorni
Sim 13-14	1059621	800	7 giorni
Sim 17	1059621	800	7 giorni
Sim 19	1059621	800	7 giorni
Sim 20	1059621	800	7 giorni
Sim 21	1059621	800	7 giorni
Sim 23	1059621	800	7 giorni
Sim 24	1059621	800	7 giorni
Sim 25	1059621	3400	45 giorni

CAPITOLO 4

IL RUMORE EMESSO DA VENTILATORI CENTRIFUGHI

4.1. INTRODUZIONE

Nel seguente capitolo saranno presentati i fenomeni fluidodinamici che provocano la generazione di rumore nei ventilatori centrifughi, e sarà descritta la procedura di misura utilizzata per la caratterizzazione acustica sperimentale del rumore emesso dalla bocca di mandata di questa tipologia di turbomacchina.

Il rumore prodotto da un ventilatore (Figura 4.1) è caratterizzato da un contributo a banda larga (*broadband noise*) ed uno tonale (*tonal noise*), legato alla frequenza di passaggio pale (4.1) (BPF: *blade passing frequency*) e alle sue armoniche di ordine superiore, cioè alle frequenze multiple della frequenza pale [45] (Tabella 4.1).

$$BPF = \frac{N_p * n}{60} \quad (4.1)$$

Dove:

- N_p =numero pale del ventilatore;
- n =numero di giri al minuto del ventilatore in [rpm];

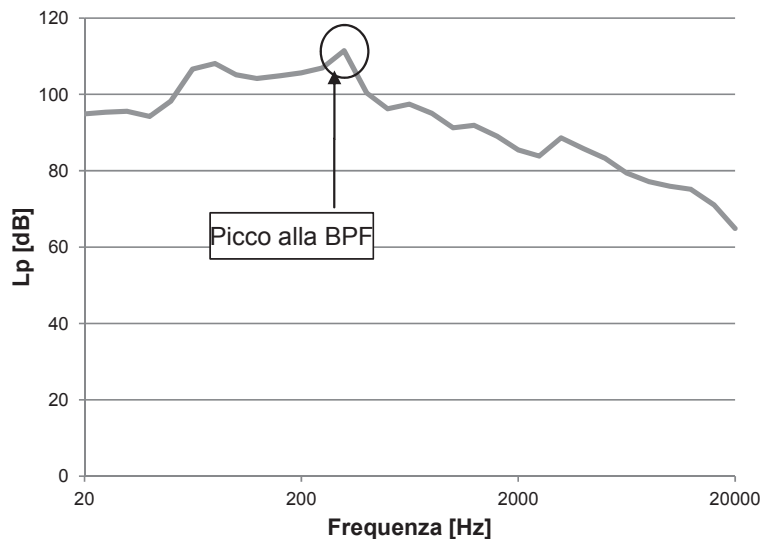


Figura 4.1 - Caratteristico spettro del rumore emesso da ventilatore centrifughi.

Il rumore a banda larga è generato da fenomeni fluidodinamici di diversa natura [46]:

- La fluttuazioni delle forze aerodinamiche sulle pale che a sua volta può essere causata da due diversi meccanismi:
 - I. Generazione dei vortici di scia in uscita dal canale interpalare
 - II. Movimento delle pale all'interno di un flusso turbolento
- Il flusso turbolento all'interno del canale interpalare.
- Le forze fluttuanti che le superfici di contorno rigide applicano al fluido.
- La pulsazione del volume d'aria presente nella voluta.

Generalmente lo spettro sonoro emesso dal ventilatore è dominato dalla prima tipologia di sorgente. La fluttuazione delle forze aerodinamiche che agiscono

sulle pale dipende dal profilo di velocità che caratterizza il flusso d'aria all'ingresso del canale interpale e dal movimento della girante all'interno del flusso turbolento. Il profilo di velocità influisce sull'angolo di incidenza con il quale il flusso investe la pala, mentre a sua volta la rotazione della girante varia casualmente l'angolo d'incidenza provocando delle variazioni casuali delle forze di carico ("blade loading") che agiscono sulle pale. Tali sorgenti sono schematizzate in acustica con sorgenti di tipo dipolo (Appendice B).

A conferma di queste proprietà sperimentalmente è stato notato che i ventilatori quando funzionano vicino al punto di progetto (massimo rendimento) sono caratterizzati da bassa rumorosità, mentre quando ci si sposta da tali condizioni di funzionamento, il livello di potenza sonora emessa incrementa da 5 a 10 dB.

Sempre di tipo dipolo è la sorgente sonora generata dalle forze fluttuanti con le quali i confini rigidi (voluta) agiscono sul fluido.

Il flusso turbolento presente all'interno del canale interpale dipende dalla velocità del flusso e per bassi numeri di mach è trascurabile rispetto alle altre sorgenti che contribuiscono al rumore in banda larga. Questa sorgente viene rappresentata come descritto nella teoria di Lighthill [17] con una distribuzione di quadrupoli (Capitolo 1).

Un altro tipo di rumore prodotto dal ventilatore è dovuto al flusso pulsante all'interno della voluta legato allo spostamento del volume di fluido durante la rotazione della girante. Questa sorgente è di tipo monopolo e la sua potenza dipende dalla velocità normale alla superfici mobili.

Il rumore tonale o anche chiamato rumore per interazione, è generato proprio dall'interazione tra il flusso elaborato dalla girante e la lingua della voluta. Il rumore è generato dalla ripetizione ad ogni giro di rotazione della girante, delle forze che si instaurano tra pale, aria e voluta. Anche questa sorgente è rappresentata con un dipolo ed è chiamata dipolo rotante, in quanto il rumore da essa generato è strettamente legato alla velocità di rotazione della girante.

Tabella 4.1 - Fenomeni fluidodinamici e sorgenti sonore dei ventilatori centrifughi

Tipologia di rumore	Fenomeno fluidodinamico	Tipologia di sorgente sonora
Broadband noise	Fluttuazioni delle forze aerodinamiche sulle pale	Dipolo
	Flusso turbolento all'interno del canale interpale	Quadrupolo
	Fluttuazioni delle forze aerodinamiche con cui la carcassa agisce sul fluido	Dipolo
	Flusso pulsante all'interno della voluta	Monopolo
Tonal noise	Interazione tra il flusso elaborato dalla girante e lingua della voluta	Dipolo rotante

Oltre alle sorgenti appena presentate nei ventilatori, per particolari condizioni di funzionamento, possono essere presenti anche altri fenomeni fluidodinamici che contribuiscono al rumore a banda larga.

Il rumore chiamato "Rumore per getto d'aria" ad esempio, nasce dall'interazione della turbolenza del campo di moto con le forze di taglio generate dalla rapida variazione di velocità del flusso che fuoriesce dalla voluta. Esso diminuisce rapidamente al ridursi della velocità dell'aria e quindi in caso di moto subsonico il suo contributo può essere trascurato. Queste sorgenti sono schematizzate acusticamente come quadrupoli.

Si può citare infine il rumore generato da vibrazioni indotte. Questo rumore è provocato dal comportamento vibrante che le pareti della voluta hanno quando sono eccitate dalle forze di oscillazione che il flusso d'aria applica su di esse. Per limitare il contributo di questo tipo di sorgente, la struttura della voluta deve essere sufficientemente rigida o adeguatamente smorzata.

Il rumore generato dai ventilatori centrifughi a causa delle sorgenti sonore descritte, viene in parte emesso dalla bocca di mandata e aspirazione e in parte irradiato dalla superficie esterna della voluta. La potenza sonora emessa dalla bocca di mandata del ventilatore è solitamente pari a quella emessa dalla bocca di aspirazione. Se la bocca di aspirazione o di scarico del ventilatore è libera, il contributo del rumore emesso è solitamente predominante rispetto alla parte di rumore irradiato, se invece sia aspirazione che mandata sono intubati, in prossimità del ventilatore il rumore prodotto è dovuto esclusivamente al secondo contributo. Quindi se il ventilatore è intubato nell'ambiente dove è installata la macchina (sala macchine) si avrà un livello di pressione che dipende dalla potenza acustica irradiata dalla parte esterna della voluta, mentre nell'ambiente dove l'aria viene aspirata o espulsa (ambiente ricevente) si avrà un livello di pressione acustica che dipende dalla potenza acustica emessa da bocca di mandata ed aspirazione.

Il rumore irradiato dalla voluta dipende oltre che dalle caratteristiche di rigidità e smorzamento dei materiali e dalla qualità delle guarnizioni utilizzate, dal rumore generato internamente al ventilatore. Quindi a parità di materiali diminuire la potenza delle sorgenti interne è l'unico modo per ottenere una diminuzione di rumorosità dei ventilatori. Per questo motivo oggetto di studio di questo lavoro è la rumorosità emessa dalla bocca di mandata dei ventilatori centrifughi.

La potenza acustica emessa può essere valutata utilizzando modelli empirici disponibili in letteratura o realizzando modelli numerici.

I modelli empirici permettono di ricavare la potenza acustica emessa da mandata e aspirazione del ventilatore dai valori di portata di funzionamento, prevalenza e solitamente da un coefficiente che dipende dal tipo di ventilatore. Il limite di questi modelli è che sono espressioni ricavate empiricamente i cui coefficienti sono stati calcolati grazie a numerose prove sperimentali relative ad un certo campione di macchine. Il problema è che il numero di macchine testate è limitato e quindi i coefficienti possono non essere adatti per una corretta valutazione del rumore emesso dal ventilatore preso in esame.

Con i modelli numerici è possibile invece simulando l'esatta geometria del ventilatore in esame, ricavare le prestazioni fluidodinamiche e acustiche della turbomacchina.

4.2. BANCO PROVA PER LA CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA E FLUIDODINAMICA DEI VENTILATORI CENTRIFUGHI.

La caratterizzazione acustica e fluidodinamica del ventilatore è stata eseguita utilizzando un banco prova appositamente realizzato seguendo le specifiche riportate nella norma UNI EN ISO 5136 [47].

Il banco prova realizzato (Figura 4.2) permette di valutare oltre alla potenza acustica emessa dalla bocca di mandata dei ventilatori centrifughi, anche prevalenza e portata in massa. I dati ricavati saranno poi utilizzati per impostare le condizioni al contorno del modello fluidodinamico computazionale (CFD), e per validare i risultati ottenuti con la simulazione CFD e la simulazione aero acustica (CAA).

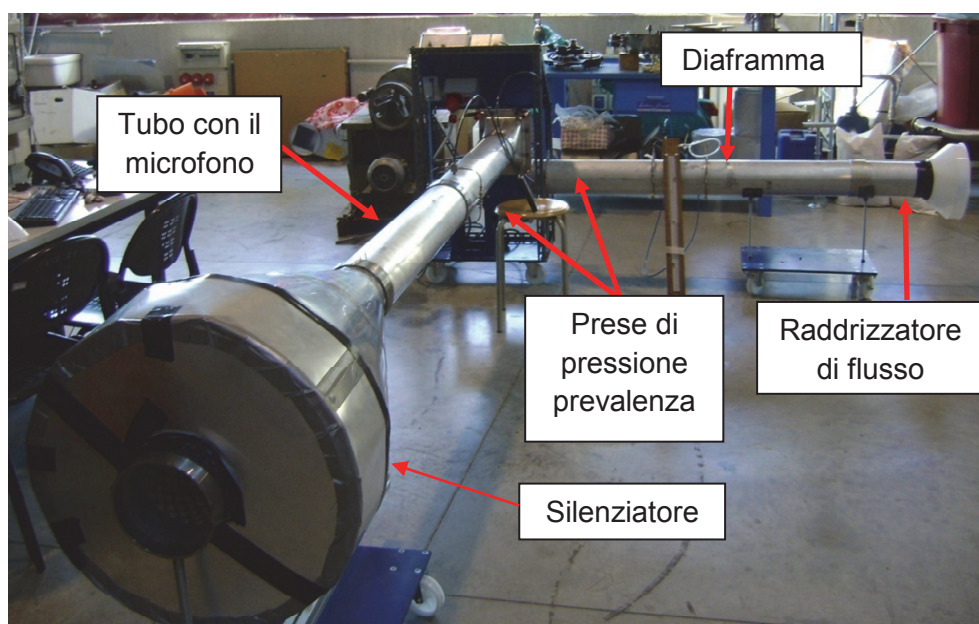


Figura 4.2 - configurazione banco prova per la misura del rumore del ventilatore

I condotti utilizzati per il condotto di aspirazione e mandata del ventilatore sono di alluminio con sezione circolare avente diametro esterno di 160 mm ed interno di 150 mm.

La parte di banco prova collegata all'aspirazione è composta dai seguenti componenti:

- Un condotto convergente che favorisce l'ingresso dell'aria riducendo le perdite di carico concentrate.
- Un raddrizzatore di flusso (Figura 4.3).
- Un diaframma che permette di determinare la portata in massa elaborata dal sistema (Figura 4.3).
- Prese di pressione prima e dopo il diaframma per la misura della caduta di pressione con un manometro ad U. La norma suggerisce di posizionare le prese a distanza D prima del diaframma e $D/2$ dopo il diaframma.
- Presa di pressione per la misura della prevalenza posizionata a distanza $D/2$ dalla bocca di aspirazione del ventilatore.



Figura 4.3 - A sinistra il raddrizzatore di flusso, a destra il diaframma

La parte di mandata dell'impianto prova è stata collegata alla sezione di uscita della voluta con un convergente che permette di collegare una sezione rettangolare ad una sezione circolare (Figura 4.4).



Figura 4.4 - Convergente montato sulla bocca di mandata del ventilatore.

La mandata è composta tre condotti di lunghezza 1000 mm:

- In uscita dal primo condotto è posta la seconda presa di pressione per la misura di prevalenza. La presa di pressione è stata posizionata sufficientemente lontana dalla bocca di mandata in modo da poter considerare il flusso completamente sviluppato.
- Al termine del secondo condotto è montato un supporto in plastica utilizzato per il posizionamento del microfono (microfono per campo libero da ½ pollice) (Figura 4.5). Per ridurre il rumore prodotto dall'urto del flusso d'aria sulla membrana del microfono, è stata utilizzata una cuffia antivento. Questa cuffia permette di ottenere valori attendibili del livello di pressione misurato fino a velocità di flusso pari a 15 m/s [47]. Approssimativamente la velocità massima del flusso d'aria che si riesce ad ottenere in uscita dal ventilatore è di 20 m/s, per questo motivo è stato scelto come trasduttore di pressione un microfono con cuffia antivento che permette di misurare correttamente la maggioranza delle possibili condizioni di funzionamento.

- Il terzo condotto è stato destinato alla costruzione di un silenziatore la cui funzione è quella di adattatore di impedenza. L'utilizzo del silenziatore è necessario in quanto all'interno del condotto, fino alla frequenza di circa 1100 Hz (formula A.1), si ha un campo d'onde piane e l'impedenza vale $\rho_0 c_0$ mentre in uscita si ha un fronte d'onda sferico e quindi l'impedenza diventa pari a:

$$Z = \rho_0 c_0 \left(\frac{1 + iK_0 r}{iK_0 r} \right) \quad [rayl] \quad (4.2)$$

Dove:

- ✓ $K_0 = \omega/c$ è il numero d'onda.
- ✓ r è la distanza dalla sorgente.

Quindi in assenza del silenziatore si avrebbe, a causa del salto di impedenza, una riflessione che non verrebbe dissipata e perturberebbe il segnale misurato dal microfono.

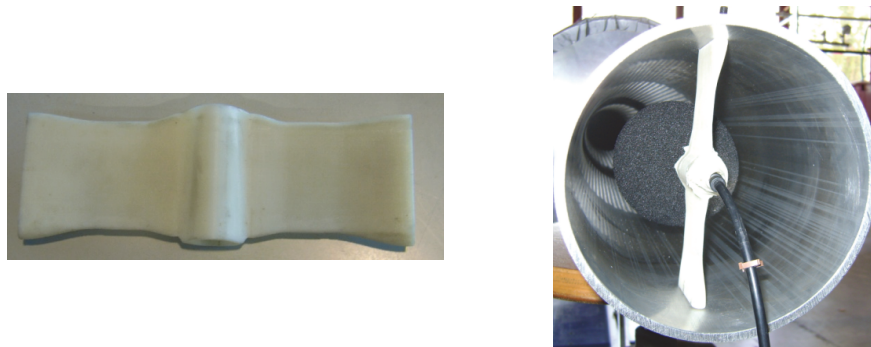


Figura 4.5 - A sinistra l'ogiva della sonda, a destra supporto sonda in materiale plastico.

Tra le geometrie suggerite dalla norma è stata scelta quella più semplice (Figura 4.6) sulla quale sono state eseguite ulteriori semplificazioni utilizzando un condotto interno a sezione costante anziché divergente.

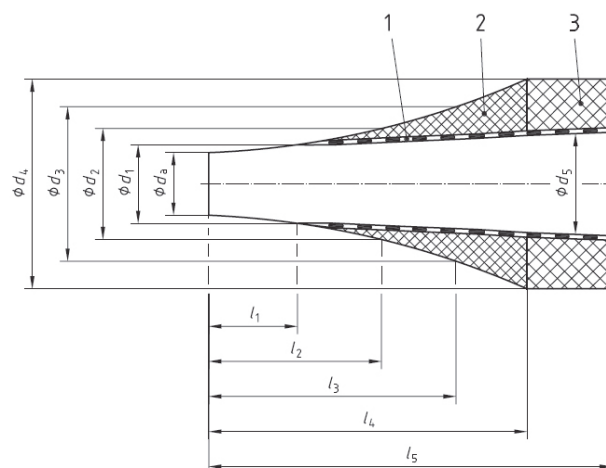


Figura 4.6 - Geometria del silenziatore suggerita dalla normativa UNI ISO 513600-2009.

L'effettiva efficacia della geometria utilizzata per il silenziatore è stata valutata comparando i risultati di trasmissione, riflessione ed assorbimento di un modello FEM della geometria prevista dalla norma con i risultati ottenuti per la geometria utilizzata nel banco prova.

Il modello FEM realizzato riproduce un tubo ad onde piane che sperimentalmente attraverso la formulazione della matrice di trasferimento [48] viene utilizzato per la misura della "Transmission Loss" (TL) [34]. Quindi la terminazione anecoica è stata inserita all'interno di un tubo ad onde piane e attraverso la misura della pressione sonora complessa acquisita in quattro posizioni (due a monte P_1 e P_2 , e due a valle P_3 e P_4), sono stati calcolati i coefficienti di riflessione trasmissione ed assorbimento relativi al silenziatore utilizzato per il banco prova (Figura 4.7).

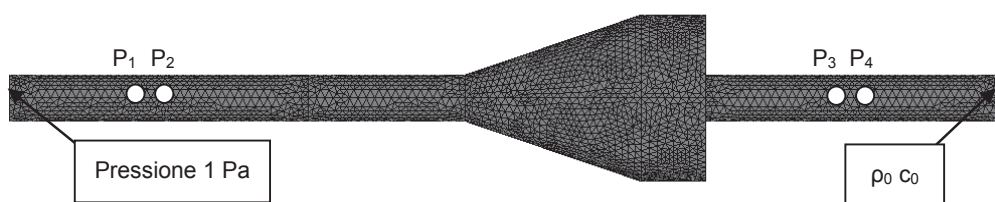


Figura 4.7 - Modello FEM della terminazione anecoica

Oltre all'effetto della geometria è stato valutato l'effetto della resistività al flusso d'aria (σ) del materiale, realizzando un modello in cui la parte di geometria conica è stata riempita con lana di roccia caratterizzata da $\sigma=68030$ [Pa s/m²] e la parte cilindrica con lana di roccia avente $\sigma=58108$ [Pa s/m²].

I risultati ottenuti con i modelli FEM riportati in Figura 4.8 evidenziano come le due geometrie testate per frequenze superiori ai 300 Hz, presentano gli stessi valori del coefficiente di assorbimento, riflessione e trasmissione. Per frequenze inferiori a 300 Hz la geometria proposta dalla norma presenta rispetto alla geometria utilizzata per il banco prova, un coefficiente di assorbimento maggiore, un coefficiente di trasmissione minore e un coefficiente di riflessione maggiore. In generale quindi l'adattatore d'impedenza proposto dalla norma, assorbe meglio il rumore e ne trasmette meno all'ambiente di prova riflettendone però una quota parte maggiore rispetto alla geometria utilizzata nel banco prova.

L'utilizzo nell'adattatore d'impedenza di materiali con resistenza al flusso crescente (Sim resistività crescenti) provoca, rispetto alla configurazione con materiale omogeneo, un aumento del coefficiente di assorbimento e riflessione, e una diminuzione del coefficiente di trasmissione. Per frequenze maggiori di 100 Hz la Sim resistività crescenti è caratterizzata da un coefficiente di assorbimento e trasmissione maggiore, mentre il coefficiente di riflessione è minore.

Le proprietà acustiche che caratterizzano un adattatore d'impedenza devono essere a tutte le frequenze d'interesse un elevato assorbimento e una bassa riflessione. La geometria proposta da norma ha quindi prestazioni acustiche più adatte alla funzione di adattatore d'impedenza. L'utilizzo di un materiale fonoassorbente caratterizzato da una resistenza al flusso crescente migliora però le prestazioni dell'adattatore utilizzato per il banco prova, che presenta per

frequenze comprese tra 100 Hz e 500 Hz prestazioni acustiche migliori di quello proposto da norma.

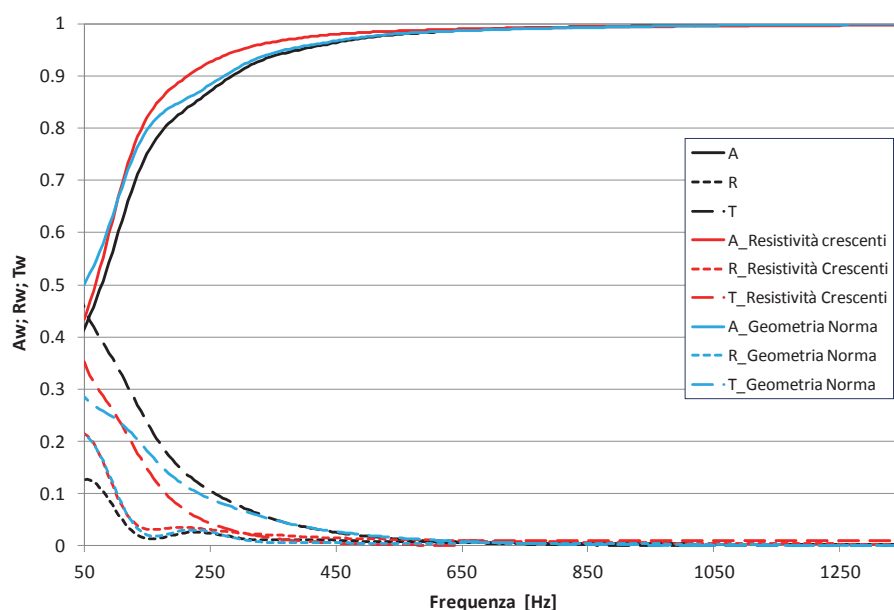


Figura 4.8 - Coefficienti di assorbimento, trasmissione e riflessione calcolati con il modello FEM della terminazione anecoica.

Una volta appurato che la geometria con tubo a sezione costante permette di ottenere valori di assorbimento, riflessione e trasmissione, simili a quelli ottenuti con la geometria proposta dalla norma (Figura 4.8), si è proceduti alla realizzazione del silenziatore:

- I. è stato realizzato un tubo forato con taglio laser (Figura 4.9)

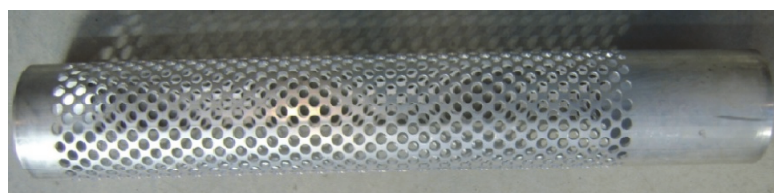


Figura 4.9 - Tubo forato.

- II. Il tubo è stato rivestito con un tessuto sottile, caratterizzato da una bassa resistenza al flusso d'aria, per evitare che il flusso d'aria ad elevata velocità trascini con sé il materiale fonoassorbente (Figura 4.10).



Figura 4.10 - Tubo rivestito di tessuto.

- III. Sono state poi realizzate una serie di corone circolari di materiale fonoassorbente (lana di roccia), con foro centrale di raggio 160 mm e raggio esterno crescente da 170 mm a 550 mm e inserite in corrispondenza del tratto di tubo forato (Figura 4.11) Visto l'effetto migliorativo che un materiale con resistività crescente ha sui coefficienti di riflessione assorbimento e trasmissione (Figura 4.8), nella parte conica del silenziatore è stata utilizzata la lana di roccia con $\sigma=58108$ [Pa s/m²], e nella parte cilindrica una lana di roccia con $\sigma=68030$ [Pa s/m²].



Figura 4.11 - Tubo rivestito di materiale fonoassorbente.

- IV. Il tutto è stato infine rivestito con una lamiera e montato su di un carrello (Figura 4.12).



Figura 4.12 - Silenziatore ultimato.

La prevalenza del ventilatore è stata misurata utilizzando un manometro differenziale che misura la differenza di pressione tra presa di pressione posta in mandata e presa sistemata in aspirazione.

La misura di portata con diaframma sfrutta la caduta di pressione statica che si ottiene ai due lati del disco a causa della strozzatura inserita nella sezione di

passaggio, e la mette in relazione alla velocità e quindi alla portata che passa attraverso la sezione di ingresso attraverso la seguente relazione [49]:

$$Q = 0.01252 D^2 K_0 B^2 (h G_E)^{0.5} F_t F_r Y_1 \quad (4.3)$$

dove :

- Q è la portata ponderale elaborata espressa in [kg/h].
- D diametro della tubazione espresso in [mm].
- K_0 coefficiente di efflusso a numero di Reynolds infinito.
- B rapporto di strozzamento d/D.
- H pressione differenziale espressa in mm H₂O a 20 °C.
- Ge Peso specifico del fluido espresso in [kg/m³].
- Ft coefficiente di correzione per dilatazione disco calibrato.
- Fr correzione del coefficiente di efflusso per reali condizioni di esercizio.
- Y1 correzione (solo per gas e vapori) per espansione fluido sul disco.

Il livello di potenza sonora emessa dalla bocca di mandata del ventilatore viene calcolata dal livello di pressione misurato sfruttando l'ipotesi di campo d'onde piane. Quando si è in presenza di un campo d'onde piane la pressione acustica può essere considerata coincidente con l'intensità acustica [34] e la potenza può essere calcolata sfruttando la seguente formula:

$$W = P * S \quad (4.4)$$

dove:

- W è la potenza in espressa in W.
- P è la pressione acustica espressa in Pa.
- S è la sezione trasversale del tubo espressa in m².

Quindi il livello della potenza acustica è facilmente ricavabile dall'espressione (4.5):

$$L_W = L_P + 10 \log_{10}(S/S_{rif}) \quad (4.5)$$

dove:

- L_W è il livello di potenza in espresso in dB.
- L_P è la pressione acustica misurata con il microfono espressa in dB.
- S è la sezione trasversale del tubo espressa in m².
- S_{rif} è la superficie di riferimento e vale 1 m².

Per valutare anche la potenza acustica emessa dalla bocca di aspirazione, è necessario aggiungere un microfono e un adattatore di impedenza anche nel condotto di aspirazione del circuito. Il microfono deve essere sistemato tra raddrizzatore di flusso e ingresso della sezione di aspirazione del circuito, alla quale dovrà essere aggiunto un adattatore d'impedenza.

La velocità di rotazione dell'albero motore sulla quale è calettata la girante del ventilatore è stata controllata con l'utilizzo di un inverter che permette di regolare la frequenza della corrente elettrica di alimentazione del motore elettrico sincrono

trifase. In Tabella 4.2 sono riportati i possibili valori di velocità della girante e i relativi valori di portata e prevalenza.

Tabella 4.2 - Valori di portata e prevalenza ottenuti con il sistema di misura.

r.p.m	Portata [m ³ /s]	Portata [m ³ /h]	Prevalenza [Pa]	Velocità flusso [m/s]
3600	0.36	1284	1550	20.2
3200	0.31	1100	1240	17.3
2880	0.28	1024	995	16.1
2400	0.24	871	686	13.7
2000	0.20	725	474	11.4
1600	0.16	579	305	9.1
1200	0.12	439	166	6.9
600	0.09	312	40	4.9

Per ottenere diversi punti di funzionamento ad ogni velocità di rotazione del ventilatore, è stata aggiunta dopo il silenziatore una serranda realizzata secondo le specifiche presenti nella UNI EN ISO 5136 (Figura 4.13).

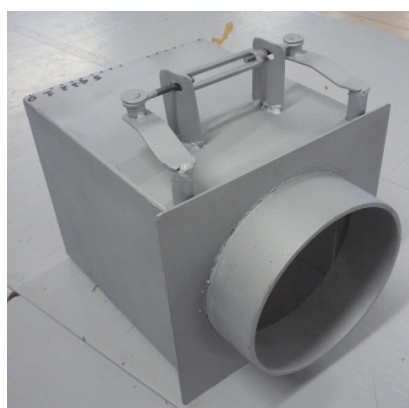
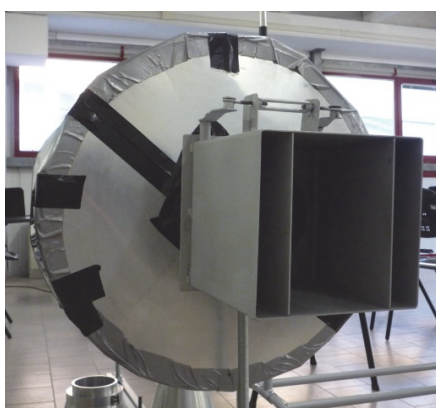


Figura 4.13 - Serranda utilizzata nel banco prova.

La serranda utilizzata attraverso la chiusura di due piatti varia la dimensione della sezione di uscita, aumentando così le perdite di carico del circuito e provocando, di conseguenza, la diminuzione della portata elaborata.

Per ogni velocità di rotazione sono state eseguite sei misure con diverse percentuali di chiusura dei piatti della serranda (Tabella 4.3).

Tabella 4.3 - Valori di portata e prevalenza ottenuti con l'utilizzo della serranda.

r.p.m	Portata [m ³ /s]	Prevalenza [Pa]	Velocità flusso [m/s]
3587	0.3438	1618.65	19.47
3561	0.3391	1608.84	19.2
3552	0.3344	1599.03	18.93
3560	0.3189	1618.65	18.06
3580	0.2996	1657.89	16.96
3628	0.2491	1765.8	14.1

3200	0.308	1294.92	17.46
3204	0.306	1304.73	17.31
3200	0.301	1334.16	17.05
r.p.m	Portata [m ³ /s]	Prevalenza [Pa]	Velocità flusso [m/s]
3200	0.285	1334.16	16.16
3200	0.259	1353.78	14.67
3200	0.225	1363.59	12.72
2880	0.278	1020.24	15.72
2880	0.274	1030.05	15.53
2880	0.269	1030.05	15.23
2880	0.259	1039.86	14.67
2880	0.238	1059.48	13.46
2888	0.198	1098.72	11.22
2400	0.2307	735.75	13.06
2400	0.2297	745.56	13.01
2400	0.2244	745.56	12.7
2400	0.2135	755.37	12.09
2400	0.1916	745.56	10.85
2400	0.1487	755.37	8.419
2000	0.1921	505.215	10.88
2000	0.1909	500.31	10.81
2000	0.1864	500.31	10.56
2000	0.1798	505.215	10.18
2000	0.1637	510.12	9.27
2000	0.1382	519.93	7.824
1600	0.1536	333.54	8.7
1600	0.1518	343.35	8.596
1600	0.1496	343.35	8.472
1600	0.1415	343.35	8.015
1600	0.1301	353.16	7.366
1600	0.11	353.16	6.23

4.3. CARATTERIZZAZIONE ACUSTICA DEL RUMORE EMESSE DA UN VENTILATORE CENTRIFUGO

Il banco prova descritto nel precedente paragrafo è stato utilizzato per la caratterizzazione acustica e fluidodinamica del ventilatore centrifugo RM 280 R prodotto dalla ditta Mz Aspiratori.

La girante del ventilatore ha un diametro di 270 mm ed è composta di 6 pale a curvatura negativa (pale rovesce). Il motore elettrico utilizzato per la movimentazione della girante è sincrono trifase con una coppia polare e velocità di rotazione nominale a 50 Hz di 3000 r.p.m. .

In Figura 4.14 sono riportati gli spettri in terzi di ottava del livello di pressione del ventilatore relativi alle varie velocità di rotazione testate. Si individua molto chiaramente il comportamento tonale relativo alla frequenza di passaggio pale (B.P:F.), e come la sua frequenza caratteristica aumenti all'aumentare della velocità di rotazione (Figura 4.15).

Il livello di pressione aumenta all'aumentare della velocità di rotazione e l'andamento in frequenza dello spettro è simile per quasi tutte le velocità di

rotazione. Le velocità di rotazione più basse (600 e 1200 r.p.m.) ad alta frequenza presentano delle frequenze di centro banda con livelli di pressione più elevati di quello associato alla B.P.F. .

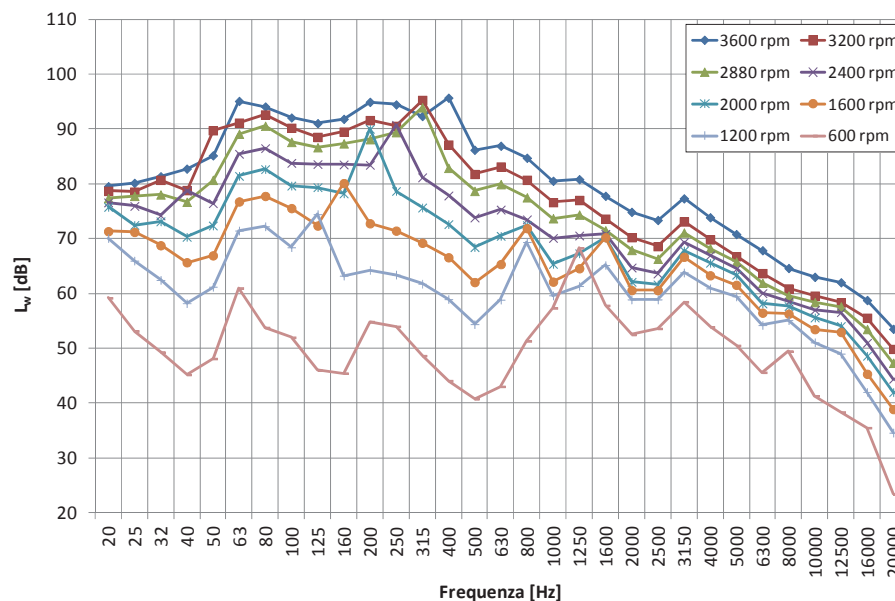


Figura 4.14 - Livelli di pressione in 1/3 di ottava del ventilatore registrati per le varie velocità di rotazione

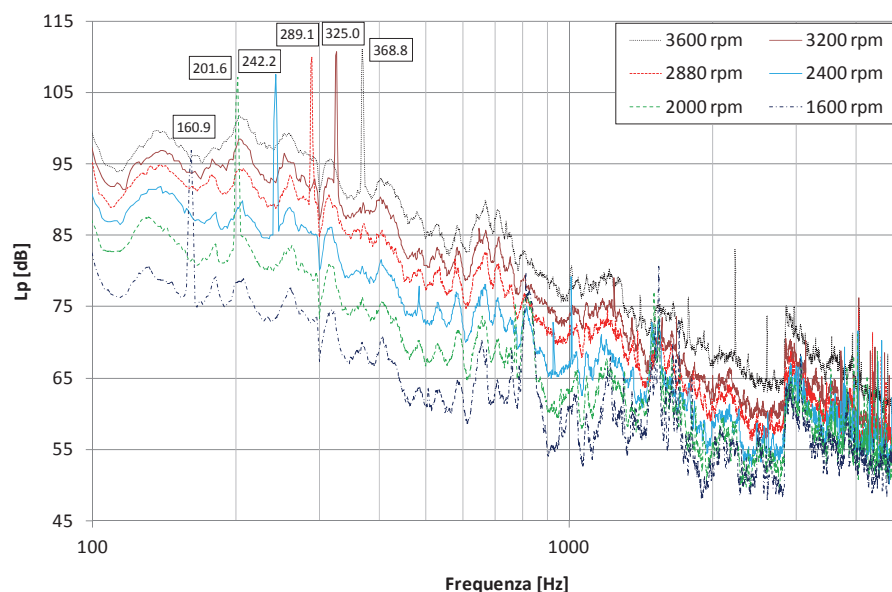


Figura 4.15 - Livelli di pressione FFT misurati a diverse velocità di rotazione del ventilatore

A basse velocità di rotazione il rumore legato al flusso all'interno del ventilatore diminuisce mentre il rumore dell'inverter e il contributo di rumore indotto dal flusso turbolento sul microfono rimangono quasi costanti.

I contributi al rumore dell'inverter e del flusso turbolento possono essere osservati in Figura 4.16. Il flusso turbolento provoca un aumento del livello alla

frequenza di circa 2800 Hz che per alti regimi di rotazione, aumenta all'aumentare della velocità, mentre a bassi regimi di rotazione della girante assume un valore pressoché costante. Il funzionamento dell'inverter provoca invece la comparsa per frequenze superiori a 3500 Hz di componenti tonali.

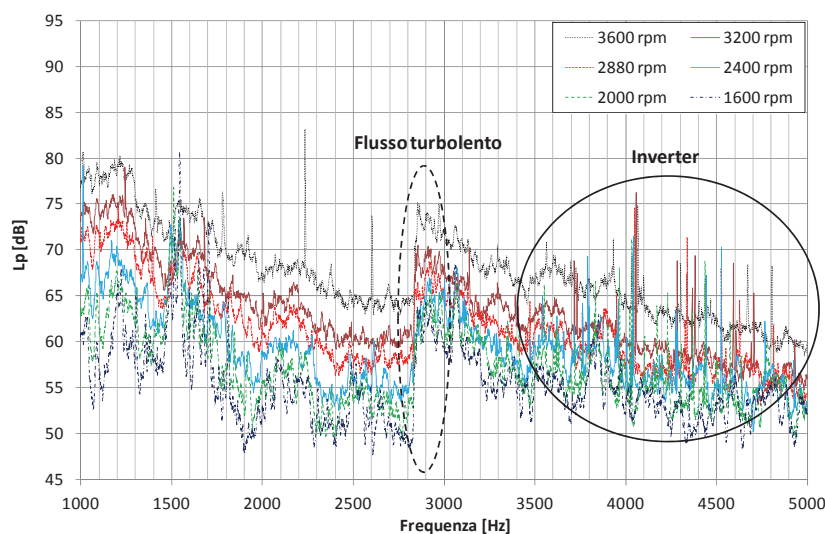


Figura 4.16 - Livelli di pressione FFT misurati a diverse velocità di rotazione del ventilatore, effetto di inverter e flusso turbolento

Per valutare come cambia il livello di rumore emesso dai ventilatori al variare della portata e della prevalenza, per ogni velocità di rotazione sono stati misurati i livelli di potenza sonora (Tabella 4.4) in sei diverse condizioni di funzionamento, grazie all'utilizzo della serranda posta in uscita del silenziatore. Le velocità di rotazione di 1200 e 600 r.p.m non sono state prese in considerazione in quanto come descritto, il rumore legato al flusso all'interno del ventilatore diminuisce e i fenomeni legati al rumore meccanico e all'inverter diventano predominanti.

In Figura 4.17 si può osservare che chiudendo la sezione di passaggio, con l'utilizzo della serranda, la potenza acustica emessa diminuisce con la portata mentre la prevalenza aumenta.

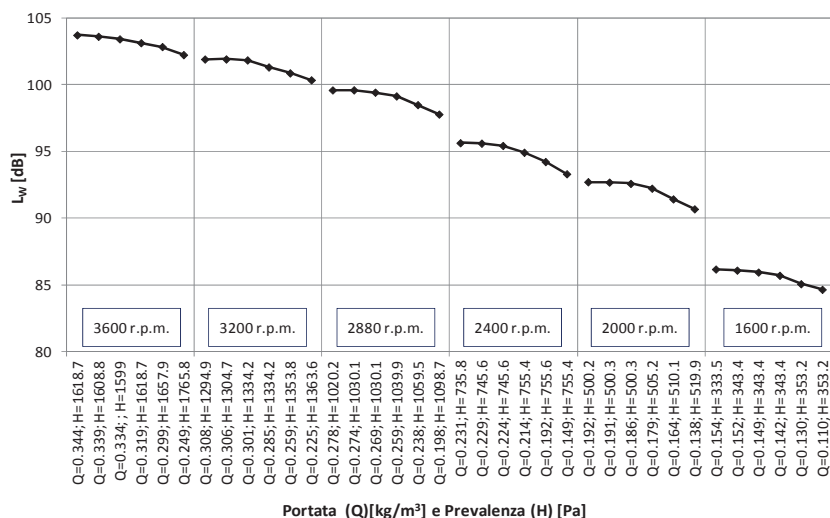


Figura 4.17 - Livelli di potenza misurati per diverse condizioni di funzionamento.

Tabella 4.4 - Livelli di potenza in 1/1 ottave ottenuti sperimentalmente.

r.p.m.	Q	31.5	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	SUM(A)
	[m ³ /s]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB(A)]
3587	0.343	90.5	97.9	97.2	98.6	94.6	86.0	81.7	76.3	66.7	99.2
3561	0.339	90.5	97.7	97.1	98.6	94.4	86.0	82.0	76.2	66.6	99.1
3552	0.334	90.2	97.6	96.9	98.4	94.1	85.8	82.5	76.1	66.5	98.9
3560	0.318	89.7	97.7	96.6	97.9	93.8	85.4	81.2	76.1	66.4	98.6
3580	0.299	88.7	97.8	96.1	97.5	93.6	84.9	80.4	75.8	66.3	98.2
3628	0.249	87.9	97.4	95.0	96.9	93.1	84.1	78.3	75.9	66.5	97.6
3200	0.308	88.7	96.6	95.2	97.5	89.4	82.3	75.9	73.4	63.5	96.9
3204	0.306	88.5	96.8	95.2	97.4	89.4	82.3	75.8	73.4	63.5	96.9
3200	0.301	88.4	96.9	95.0	97.3	89.2	82.1	75.7	73.3	63.5	96.8
3200	0.285	87.6	96.5	94.2	96.9	88.6	81.7	75.3	73.0	63.2	96.3
3200	0.259	86.6	96.6	93.5	96.1	87.8	81.1	74.7	72.6	63.0	95.8
3200	0.225	85.8	96.4	93.1	95.3	87.0	80.4	74.1	72.3	62.7	95.2
2880	0.278	86.7	93.5	93.0	95.8	85.9	79.3	72.6	70.4	60.6	94.6
2880	0.274	86.9	93.6	92.9	95.8	85.8	79.2	72.6	70.3	60.5	94.6
2880	0.269	86.5	93.4	92.7	95.7	85.7	79.1	72.4	70.3	60.5	94.4
2880	0.259	86.2	93.2	92.3	95.4	85.2	78.8	72.2	70.1	60.4	94.1
2880	0.238	85.3	92.9	91.8	94.5	84.6	78.3	71.9	70.5	60.1	93.4
2888	0.198	84.3	92.3	91.3	93.6	83.7	77.5	71.0	69.4	59.9	92.7
2400	0.230	84.1	89.2	89.0	91.9	80.6	75.0	67.4	66.8	56.1	90.5
2400	0.229	84.3	89.0	88.9	92.0	80.6	75.4	67.4	66.8	56.1	90.5
2400	0.224	84.1	88.7	88.7	91.9	80.4	75.2	67.2	66.6	55.9	90.4
2400	0.213	83.7	88.2	88.2	91.3	80.0	74.7	66.9	66.3	55.7	89.8
2400	0.191	83.3	87.4	87.7	90.5	79.4	73.9	66.3	66.7	55.4	89.1
2400	0.148	81.1	86.6	87.1	89.7	78.4	73.0	65.7	66.2	55.4	88.2
2000	0.192	80.9	84.8	84.3	90.3	75.3	69.1	62.0	63.7	51.5	87.6
2000	0.191	80.8	84.9	84.4	90.2	75.2	69.1	62.0	63.7	51.5	87.6
2000	0.186	80.8	84.6	84.2	90.3	75.0	69.0	61.9	63.7	51.4	87.6
2000	0.179	80.7	84.3	83.8	89.8	74.8	68.8	61.6	63.7	51.2	87.2
2000	0.164	80.0	83.5	83.2	88.9	74.2	68.4	61.2	63.9	50.9	86.4
2000	0.138	78.3	83.0	83.0	88.1	73.5	67.8	60.5	63.9	50.7	85.6
1600	0.154	78.0	80.0	82.5	76.1	69.1	63.2	56.1	62.2	46.7	80.2
1600	0.152	78.0	80.1	82.3	76.0	69.0	63.2	56.0	62.2	46.7	80.1
1600	0.149	77.9	79.8	82.3	75.8	69.0	63.1	55.9	62.3	46.6	80
1600	0.142	77.7	79.8	81.9	75.3	68.5	62.8	55.7	62.3	46.6	79.8
1600	0.130	77.1	79.2	81.3	74.7	68.0	62.5	55.3	62.3	46.5	79.2
1600	0.11	76.5	79.1	80.8	74.4	67.3	62.1	54.9	62.3	46.5	78.8

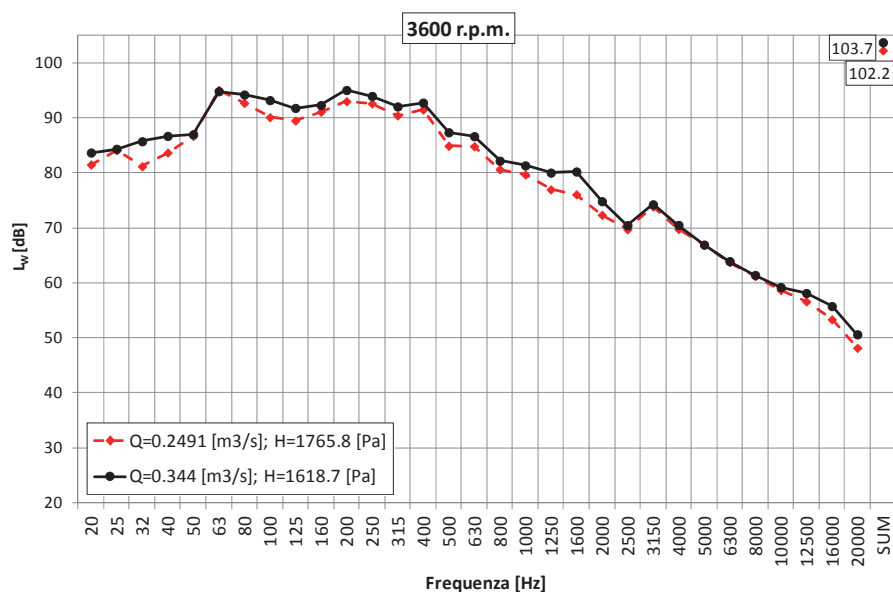


Figura 4.18 - Livelli di potenza in 1/3 di ottava relativi a due diverse condizioni di prova.

Osservando i confronti (Figura 4.18, Figura 4.19 e Figura 4.20) in 1/3 di ottava realizzati tra diverse condizioni di funzionamento per diverse velocità di rotazione, si nota in che fino alla frequenza di centro banda di 2500 Hz il funzionamento a portata maggiore determina anche un livello di potenza maggiore. Dopo questa frequenza il rumore dell'inverter e quello autoindotto dal flusso turbolento sono predominanti e gli spettri di portate diverse presentano gli stessi valori. Per una migliore lettura dei risultati nei grafici sono rappresentate solo due condizioni di funzionamento in quanto, essendo gli spettri molto simili tra loro, si avrebbero delle curve troppo ravvicinate.

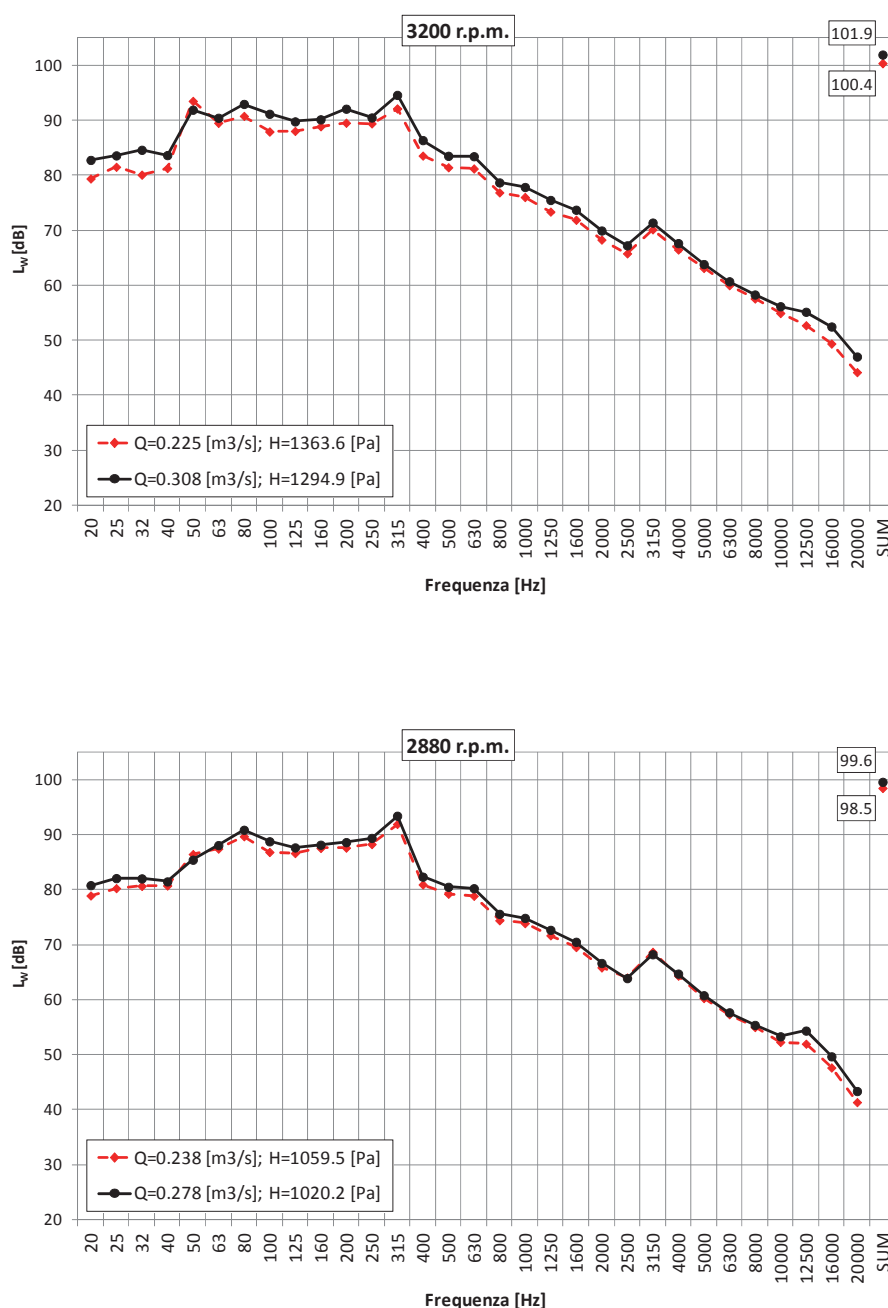


Figura 4.19 - Livelli di potenza in 1/3 di ottava relativi a due diverse condizioni di prova.

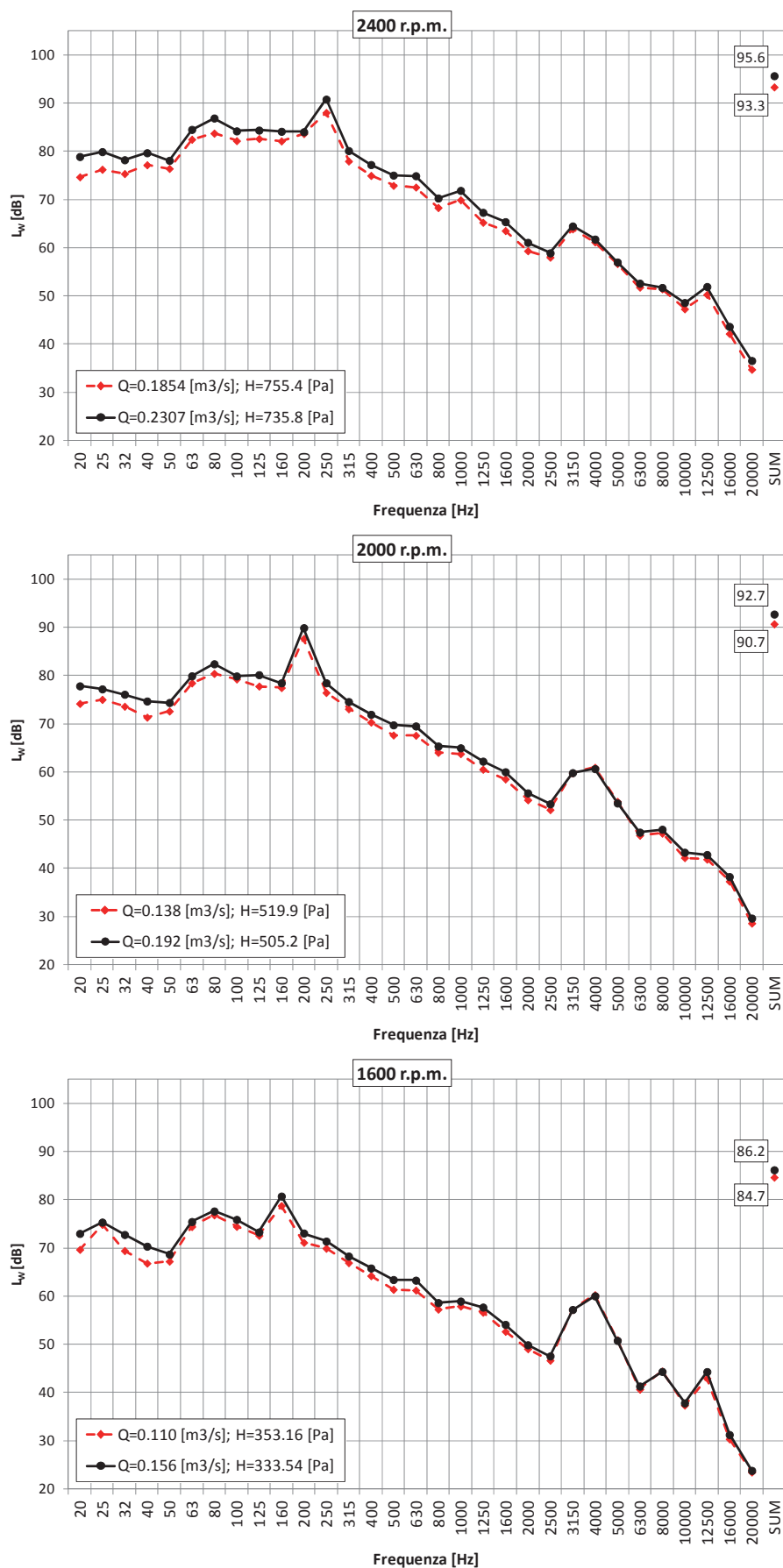


Figura 4.20 - Livelli di potenza in 1/3 di ottava relativi a due diverse condizioni di prova.

CAPITOLO 5

MODELLAZIONE NUMERICA DEL RUMORE EMESSO DA VENTILATORI CENTRIFUGHI

5.1. INTRODUZIONE

Nei prossimi paragrafi saranno presentati i metodi numerici con i quali è possibile simulare il rumore generato da un ventilatore e saranno descritte le diverse simulazioni realizzate. I risultati ottenuti dalle simulazioni saranno infine confrontati con le misure sperimentali per la validazione dei modelli numerici realizzati.

L'aeroacustica computazionale (CAA: "Computational Aero Acoustic") è il metodo più adeguato per la simulazione del rumore emesso da ventilatori centrifughi.

Analogamente a quanto descritto nel Capitolo 1 per le simulazioni termo acustiche, le simulazioni CAA permettono di ottenere il campo acustico in frequenza generato al ricevitore dalle sorgenti sonore presenti nel dominio attraverso il calcolo dell'intero percorso di trasmissione del suono nel mezzo. La simulazione deve quindi tenere in considerazione i fenomeni fluidodinamici che concorrono alla generazione di rumore e quindi i fenomeni che permettono di calcolare adeguatamente le sorgenti sonore presenti nel dominio di calcolo.

Il campo acustico generato dal ventilatore può essere quindi ottenuto direttamente con una simulazione transitoria CFD, ricavando lo spettro in frequenza al ricevitore dall'analisi FFT delle fluttuazioni di pressione calcolate all'interno del dominio considerato [50].

Una metodologia alternativa per il calcolo del campo acustico è il metodo ibrido CFD-CAA che prevede l'accoppiamento di una simulazione fluidodinamica ad una simulazione acustica attraverso l'utilizzo di un analogia acustica.

5.2. SIMULAZIONI CFD REALIZZATE.

La geometria utilizzata per le simulazioni fluidodinamiche realizzate è composta oltre che da girante e voluta, di un volume di inlet che rappresenta l'ambiente circostante in aspirazione (Figura 5.1).

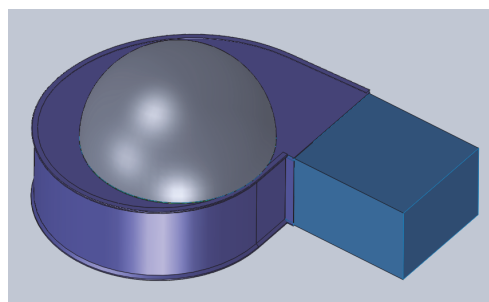


Figura 5.1 - Geometria utilizzata per le simulazioni CFD

La geometria è stata discretizzata con una mesh tetraedrica (Figura 5.2) generata con il programma ICEM CFD, che sottoposta ad un'analisi di sensibilità della griglia ha presentato la convergenza per un numero di elementi pari a circa 12500000 elementi divisi approssimativamente in:

- Ingresso + Voluta= 3550000
- Girante = 9000000

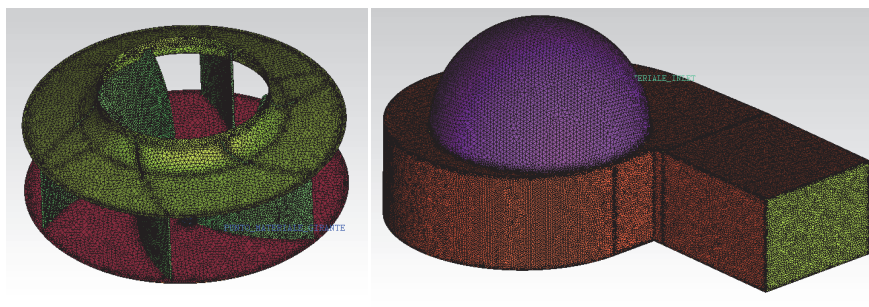


Figura 5.2 - A sinistra mesh della girante, a destra mesh di voluta e inlet.

La mesh descritta è stata utilizzata per la realizzazione attraverso l'utilizzo di Ansys CFX 12, di cinque simulazioni utilizzando metodi diversi di risoluzione (Tabella 5.1).

Tabella 5.1 - Descrizione delle prove stazionarie e transitorie effettuate

N° simulazione	tipologia	metodo di calcolo	advection scheme	modello di turbolenza	numero elementi griglia	portata [m ³ /h]
1	stazionaria	RANS	Upwind	k-epsilon	12500000	915
2	stazionaria	RANS	Upwind	k-epsilon	12500000	830
3	transitorio	URANS	Upwind	k-epsilon	12500000	915
4	transitorio	LES-Smagorinsky	Upwind	k-epsilon	12500000	915
5	transitorio	LES-Smagorinsky	High Resolution	k-epsilon	12500000	915
6	transitorio	LES-Smagorinsky	High Resolution	k-epsilon	12500000	830

Le simulazioni sono state realizzate considerando due diverse condizioni di funzionamento, in modo da poter valutare l'efficacia e la sensibilità dell'approccio aeroacustico utilizzato.

Sono state considerate una condizione di funzionamento con velocità di rotazione pari a 2880 r.p.m. e portata di 0.312 kg/s (948 m³/h), ed una condizione con velocità di 2400 r.p.m. e portata in massa di 0.273 kg/s (830 m³/h).

Le simulazioni stazionarie sono state realizzate per il calcolo delle condizioni iniziali delle analisi transitorie.

In uscita è stata utilizzata una condizione di outlet con pressione statica. Il controdisco e il disco della girante sono stati divisi rispettivamente in due parti:

- I. una interna a contatto col fluido della girante
- II. l'altra esterna a contatto col fluido della voluta.

Controdisco e disco lato girante fanno parte del dominio girante quindi sono rotanti, mentre controdisco e disco lato voluta, facendo parte del dominio voluta, sono stazionari perciò la rotazione viene imposta utilizzando una condizione di rotating wall. A tutte le altre superfici è stata associata una condizione di wall.

Nelle simulazioni transitorie la variazione delle prestazioni della macchina (a velocità di rotazione costante) dipendono dalla posizione relativa tra rotore e statore, quindi quando la rotazione ha coperto un certo angolo, i risultati si ripetono periodicamente nel tempo. La simulazione transitoria viene considerata a convergenza quando le grandezze calcolate raggiungono un valore che si ripete periodicamente nel tempo.

Considerando la condizione di progetto e nota la velocità di rotazione della girante, il tempo necessario per compiere una rotazione sarà:

$$\Delta t = \frac{1}{n} 60 = \frac{1}{2880} 60 = 0,02083 \text{ s} \quad (5.1)$$

Questo periodo è stato discretizzato temporalmente in intervalli di 0,0001 s, ovvero la rotazione è stata discretizzata in angoli pari a 1.7283° (Tabella 5.2). Questo periodo di campionamento permette di ottenere una frequenza di campionamento pari a 10000 Hz che per il teorema di Shannon-Nyquist [40], permette di ottenere una frequenza massima di interesse di 5000 Hz.

Tabella 5.2- Discretizzazione temporale utilizzata per le simulazioni transitorie.

r.p.m.	2880
Periodo (gradi)	360°
Periodo (tempo)	0.02083 [s]
$\Delta\theta$	1.7283°
Time step	0.0001
n° time step per rotazione	209

Oltre alla risoluzione temporale la frequenza massima di risoluzione della turbolenza dipende dalla dimensione della “Sub-grid” di calcolo utilizzata dal metodo LES. In CFX quando viene utilizzato il metodo di risoluzione della turbolenza “LES Smagorinsky” la griglia “Sub grid” coincide con la mesh della geometria importata. La frequenza massima calcolabile con il metodo LES utilizzando CFX può essere quindi ricavata dalla relazione (5.2).

$$f_{max} = \frac{U}{C_s \Delta} \quad [Hz] \quad (5.2)$$

dove U è la velocità media del flusso espressa in [m/s], C_s è una costante con valore dell'ordine di 10^{-1} , e Δ è la grandezza locale della griglia in [m].

In realtà utilizzando questa formula la frequenza massima calcolabile è sovrastimata. Per la mesh utilizzata in questi modelli con la relazione (5.2) si otterrebbe infatti una frequenza massima superiore ai 100000 Hz mentre in realtà, come sarà riportato nei prossimi paragrafi, i risultati già a circa 1100 Hz iniziano ad avere degli andamenti poco significativi.

Alla luce di questi risultati è stata utilizzata per il calcolo della frequenza massima l'espressione descritta in appendice A che ha permesso di ottenere una relazione diretta tra frequenza massima e viscosità di “Sub Grid” calcolata con le simulazioni CFD:

$$f_{max} = \frac{U}{\left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}}} \quad [Hz] \quad (5.3)$$

dove U è la velocità media del flusso espressa in [m/s], ν è la viscosità cinematica espressa in [m²/s], e ε è la velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta espressa come:

$$\varepsilon = \frac{\mu_s^3}{\rho^3 (C_s \Delta)^4} \quad \left[\frac{m^2}{s^3} \right] \quad (5.4)$$

dove μ_s è la viscosità di “Sub Grid” espressa in [Pa s], ρ è la densità espressa in [kg/m³] e Δ è la dimensione locale della griglia espressa in [m].

Utilizzando le relazioni (5.3) e (5.4) la frequenza massima della turbolenza è di circa 1100 Hz per la simulazione con velocità di rotazione della girante di 2880 r.p.m. e portata 0.312 kg/s, e circa 1300 Hz per la simulazione con velocità di rotazione 2400 r.p.m. e portata 0.287 kg/s. Queste frequenze, come si vedrà nei prossimi paragrafi, definiscono in modo molto più appropriato i valori della frequenza di turbolenza massima calcolabile con il metodo LES.

La parte di dominio critica del modello è l'interfaccia tra dominio rotante e dominio stazionario. In questa porzione di mesh la presenza di anche pochi elementi caratterizzati da bassi valori di f_{max} influiscono sul calcolo delle scale di turbolenza. Per poter modellare frequenze maggiori di turbolenza è necessario quindi prestare la massima attenzione nella discretizzazione dell'interfaccia tra dominio rotante e stazionario.

L'analisi di convergenza della soluzione è stata eseguita analizzando l'andamento della prevalenza in termini di pressione statica. Osservando la storia temporale della prevalenza calcolata con la simulazione URANS, si nota che dopo un transitorio iniziale, i suoi valori iniziano ad assumere un carattere periodico oscillante attorno ad un valor medio che rimane costante nel tempo (Figura 5.3).

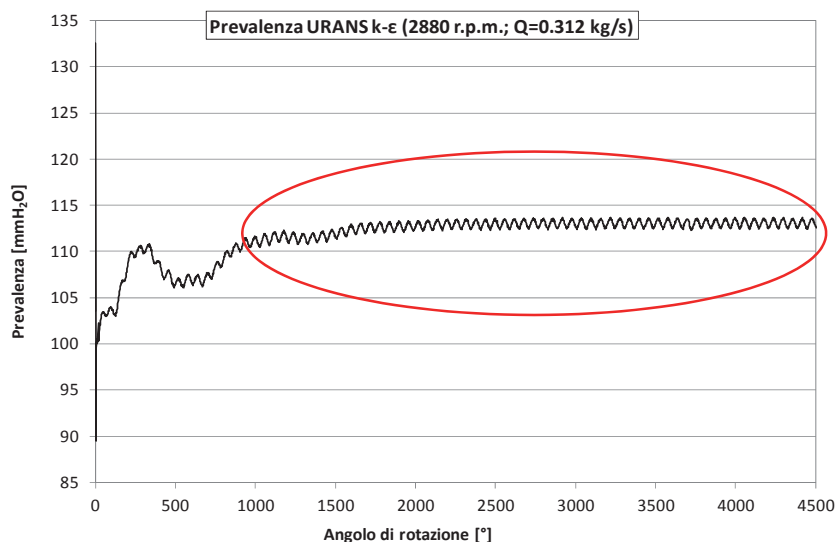


Figura 5.3 - Storia temporale della prevalenza statica calcolata con la simulazione URANS

La simulazione raggiunge la convergenza dopo un angolo di rotazione di circa 1000° (tre giri completi della girante, circa 600 “Time step”), dopo tale valore si nota che la fluttuazione di prevalenza si ripete nel tempo con il medesimo periodo ed ampiezza raggiungendo dai 2000° di rotazione in poi un valore medio costante. Il valore medio della prevalenza in termini di pressione relativa è di 113 mmH₂O (Figura 5.4). I valori di prevalenza calcolati sono inferiori rispetto a quelli ottenuti sperimentalmente (H=105 mmH₂O) di circa 8 mmH₂O.

Per ottenere i risultati di 1000 “Time Step” dopo il raggiungimento della convergenza, in modo da poter calcolare le sorgenti da utilizzare nel modello CAA, sono stati necessari circa 7 giorni di calcolo con l'utilizzo di una Workstation a doppio processore Intel Xeon 2.4 GHz Quad Core con 16 GB di RAM (Tabella 5.3).

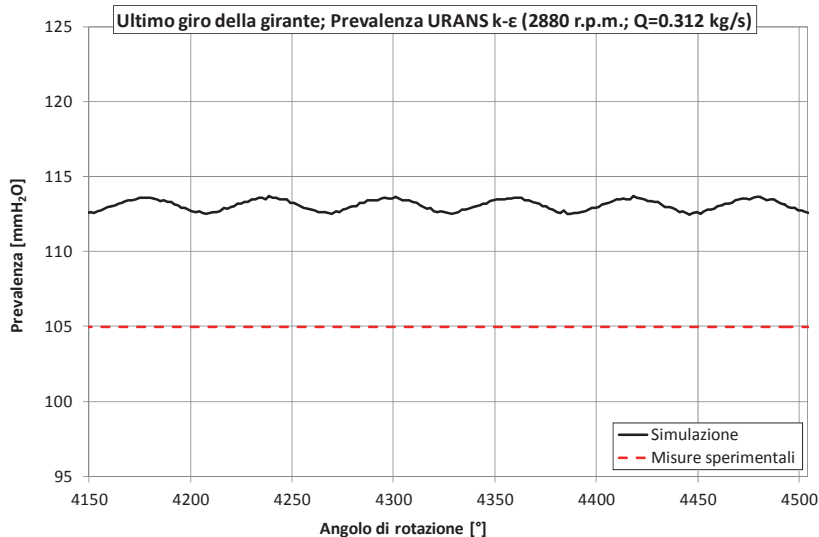


Figura 5.4 - Oscillazione della prevalenza statica durante l'ultimo giro della girante.

Tabella 5.3 – Tempi di calcolo richiesti dalle simulazioni CFD con l'utilizzo di una Workstation a doppio processore Intel Xeon 2.4 GHz Quad Core e 16 GB di RAM .

Metodo di calcolo della turbolenza	Advection Scheme	Tipologia	Portata [m ³ /h]	“Time step” [s]	Rotazione totale [°]	“Time step” Totali	Tempo di calcolo
RANS	Upwind	Stazionaria	915				12 ore
RANS	Upwind	Stazionaria	830				12 ore
URANS	Upwind	Transiente	915	0.0001	4505	2608	14 giorni
LES Smagorinsky	Upwind	Transiente	915	0.0001	3531	2043	11 giorni 21 ore
LES Smagorinsky	High Resolution	Transiente	915	0.0001	2354	1362	7 giorni 20 ore
LES Smagorinsky	High Resolution	Transiente	830	0.0001	2592	900	7 giorni

Le simulazioni transienti eseguite con il metodo di risoluzione della turbolenza LES richiedono un tempo di calcolo per il raggiungimento della convergenza maggiore rispetto alla simulazione URANS k-ε. Osservando gli andamenti della prevalenza rappresentati in Figura 5.5, Figura 5.6 e Figura 5.7, si vede che con le tre simulazioni LES non si ottengono degli andamenti di prevalenza regolari come si ottiene per la URANS, in quanto la turbolenza non viene modellata. Il valore della prevalenza non si ripete periodicamente secondo il periodo di passaggio pale, ma il suo periodo di oscillazione è influenzato dal tempo necessario per la divisione delle strutture turbolente di dimensioni maggiori (LETOT) [55]. Nel caso di un ventilatore centrifugo, considerando come superfici generatrici dei vortici le pale, e utilizzando la relazione (5.5) si ottengono dei

LETOT dell'ordine dei $2 \cdot 10^{-3}$ s, valore che corrisponde al tempo impiegato dalla girante per compiere una rotazione completa.

$$LETOT = \frac{L}{U} \quad [s] \quad (5.5)$$

- L: dimensione della parete che genera i vortici turbolenti [m].
- U: velocità del flusso che impatta la parete espressa in [m/s].

Inoltre le simulazioni LES non eseguendo delle operazioni di media come invece accade per le URANS, sono molto sensibili alla composizione locale della mesh, quindi anche una piccola differenza di discretizzazione tra una pala e l'altra può influire sui risultati fluidodinamici ottenuti.

A causa delle proprietà della metodologia LES, la prevalenza calcolata con LES Upwind (Figura 5.5) in corrispondenza degli ultimi due giri di rotazione della girante, ha un periodo di fluttuazione che non dipende dal passaggio palare ma dalla rotazione completa della girante. La frequenza di passaggio palare rimane comunque visibile ed è rappresentata dai picchi di prevalenza presenti nella storia temporale, ma il valore di ampiezza delle oscillazioni varia da pala a pala. Il valore di prevalenza medio calcolato con questa simulazione dopo le prime due rotazioni della girante, è di circa 121 mmH₂O. Quindi il valore della prevalenza anche con questa metodologia di calcolo è sovrastimato di circa 16 mmH₂O.

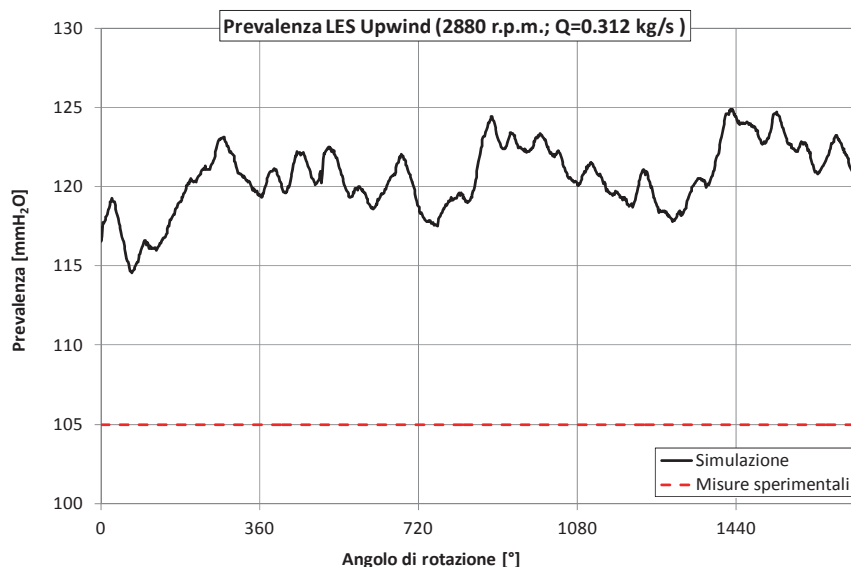


Figura 5.5 - Storia temporale della prevalenza statica calcolata per la simulazione LES Upwind

La simulazione LES High Resolution; a causa della maggiore complessità dello schema di risoluzione High Resolution rispetto all'UpWind, ha richiesto un tempo di calcolo maggiore per l'ottenimento di un valore di prevalenza medio costante. Anche se meno evidenti, si nota per questa simulazione dopo i 2500° di rotazione, che il periodo di fluttuazione del valore della prevalenza è legato alla rotazione completa della girante. Il valore di prevalenza calcolato presenta un

valore medio di circa 118 mmH₂O, quindi anche questa metodologia di calcolo sovrastima la prevalenza di circa 13 mmH₂O.

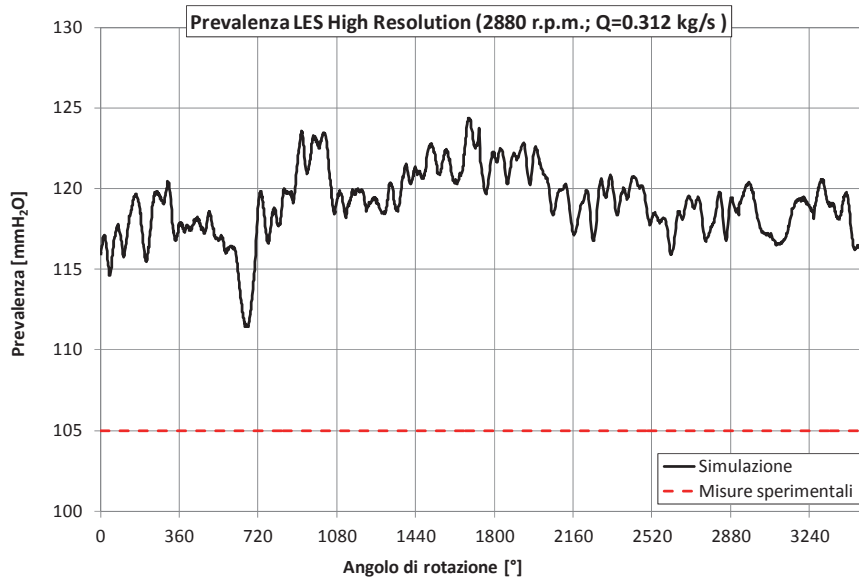


Figura 5.6 - Storia temporale della prevalenza statica calcolata per la simulazione LES High Resolution (2880 r.p.m.; Q=0.312 kg/s).

La simulazione LES High Resolution eseguita con velocità di rotazione pari a 2440 r.p.m. e portata pari a 0.287 kg/s, è quella caratterizzata da una maggiore velocità di convergenza grazie, probabilmente, ai bassi valori del numero di Courant che la caratterizzano rispetto alle altre due simulazioni LES realizzate. Anche per questa simulazioni si notano delle periodicità della prevalenza legate alla rotazione della girante e non alle pale. La prevalenza è ancora una volta sovrastimata di circa 9 mmH₂O.

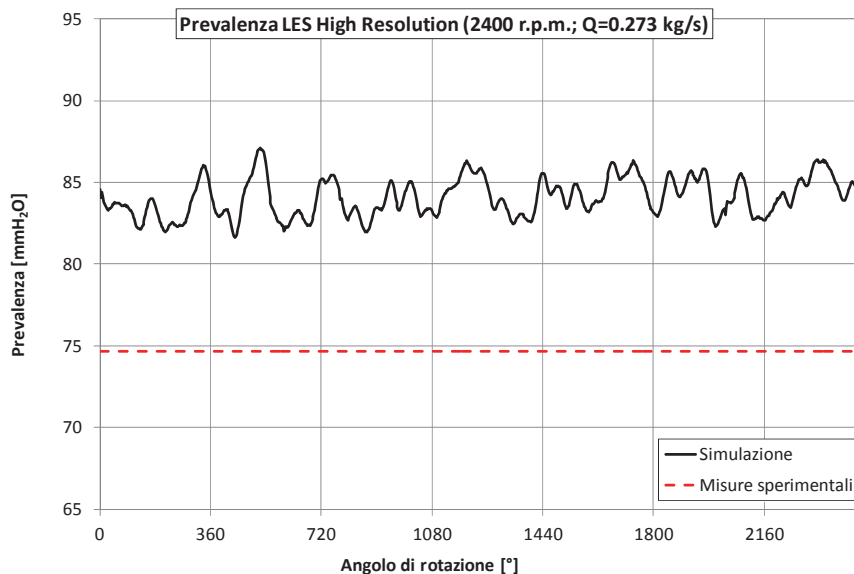


Figura 5.7 - Storia temporale della prevalenza statica calcolata per la simulazione LES High Resolution (2400 r.p.m.; Q=0.287 kg/s).

5.3. CALCOLO DEL CAMPO SONORO DIRETTAMENTE DALLA SIMULAZIONE CFD.

Il campo acustico emesso dal ventilatore può essere calcolato direttamente dalle fluttuazioni di pressione ottenute nell'intero dominio di calcolo CFD, attraverso l'applicazione della trasformata di Fourier. Questa procedura di calcolo è stata applicata alle tre simulazioni transitorie relative alla velocità di rotazione di 2880 r.p.m. e portata di 948 m³/h, utilizzando per i calcoli gli ultimi 1000 "Time step" in modo da minimizzare gli errori legati alla convergenza delle simulazioni.

Le fluttuazioni di pressione sono state valutate in corrispondenza di 14 piani opportunamente dislocati lungo il condotto di uscita della voluta. La numerazione dei piani parte da 1 per il piano prossimo alla sezione di uscita della voluta, fino ad arrivare a 14 per il piano più vicino alla girante (Figura 5.8). Su ognuno di questi piani è stata calcolata la pressione relativa media, alla quale poi per il calcolo dello spettro del livello di pressione sonora, è stata applicata la Trasformata di Fourier. La frequenza massima di campionamento imposta nelle simulazioni transitorie è di 10000 Hz quindi per il teorema di Nyquist-Shannon [40], la frequenza massima degli spettri calcolati è 5000 Hz. La risoluzione in frequenza degli spettri è di 10 Hz in quanto per i calcoli sono stati sempre utilizzati 1000 "Time step".

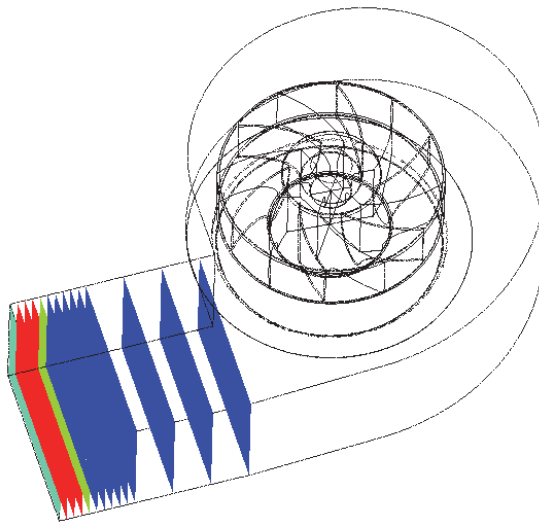


Figura 5.8 - 14 piani utilizzati per la valutazione dei risultati.

Osservando il confronto tra gli spettri dei livelli di pressione calcolati si nota che i valori più elevati sono associati al piano 14 e i livelli diminuiscono gradualmente avvicinandosi al piano 1 e quindi all'uscita della voluta (Figura 5.9). Questi risultati dipendono dalla condizione di "Outlet" imposta nella sezione di uscita della voluta, che come già descritto per la simulazione eseguita sulla caldaia a condensazione (Capitolo 3), provoca uno smorzamento delle fluttuazioni di pressione che cresce al diminuire della distanza che gli elementi della mesh hanno rispetto alla sezione sulla quale è definita la condizione.

A differenza di quanto fatto per la simulazione della caldaia a condensazione (Capitolo 3), non è possibile considerare un livello costante nel condotto di uscita

per le frequenze in cui si ha un campo d'onde piane in quanto, oltre alla modesta lunghezza del condotto di uscita che non permette un completo sviluppo del flusso, la velocità media del flusso di circa 15 m/s influisce sulla distribuzione del campo acustico all'interno del dominio. Per questo motivo non è possibile ipotizzare che se in uscita non fosse impostata una condizione di Outlet, i risultati ottenuti sul piano 14 sarebbero uguali a quelli del piano 1.

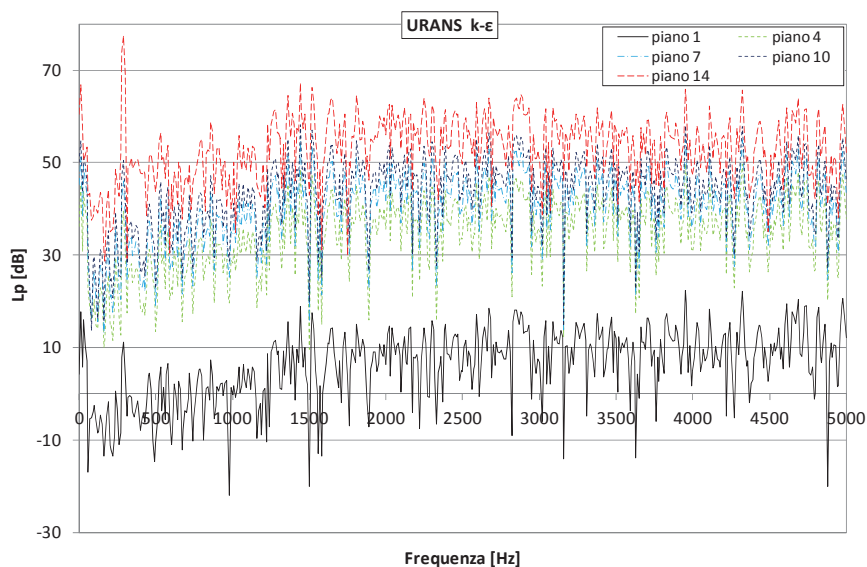


Figura 5.9 - Spettri sonori dei livelli di pressione del ventilatore sui 14 piani (URANS k-ε)

Per tutti i piani i livelli di pressione aumentano con la frequenza fino a circa 1300 Hz, valore oltre al quale i livelli fluttuano attorno ad un valore medio costante. Alla frequenza di 290 Hz si nota la B.P.F. che sul secondo piano ha un livello di pressione pari a 29.6 dB (Figura 5.10), livello che aumenta in ampiezza con l'avvicinarsi alla girante. Per il piano 14 il valore della B.P.F. è predominante rispetto alle altre componenti in frequenza (Figura 5.9).

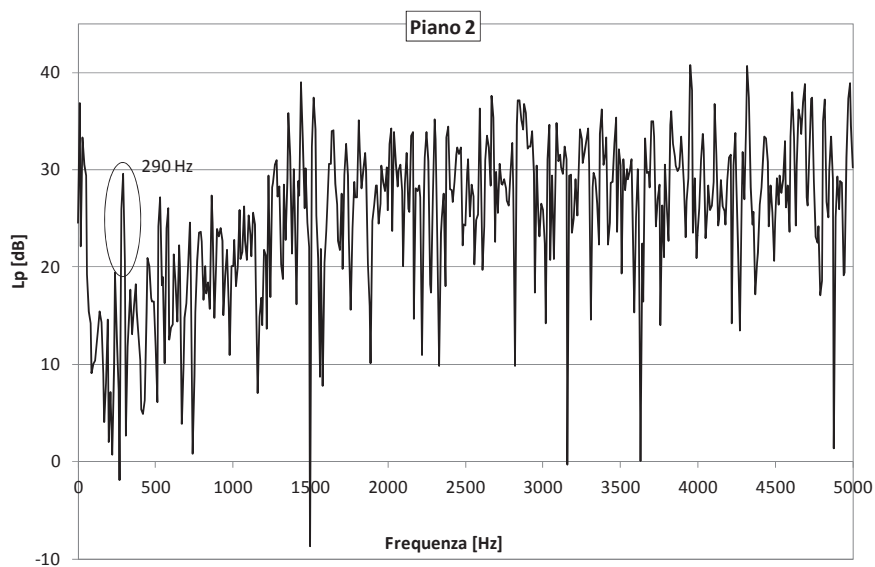


Figura 5.10 - Spettro sonoro del livello di pressione calcolato al piano 2 (URANS k-ε)

I livelli calcolati con la simulazione URANS k- ϵ presentano valori nettamente inferiori rispetto alle misure sperimentali, mentre la frequenza della B.P.F. corrisponde a quella ricavata sperimentalmente (Figura 5.11).

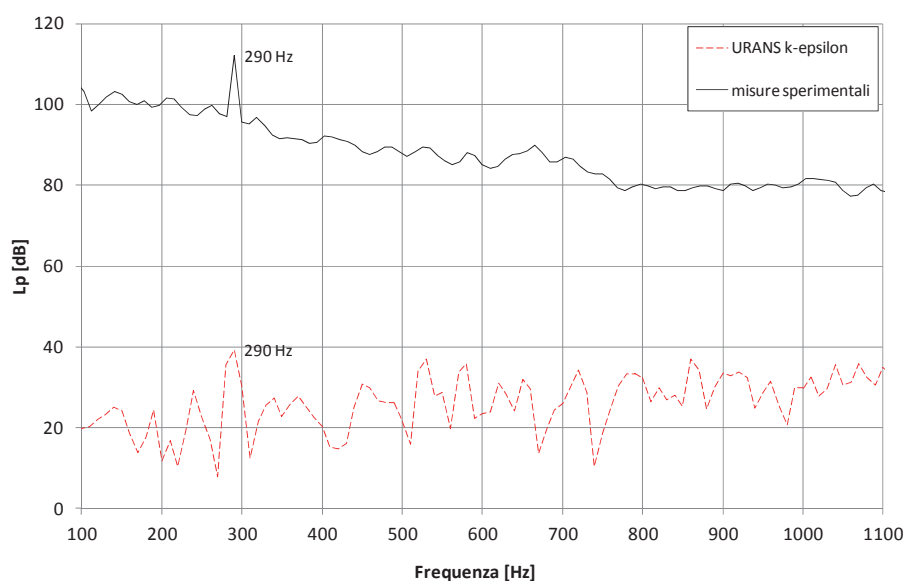


Figura 5.11 - Confronto tra spettro del livello di pressione calcolato nel piano 2 (URANS k- ϵ) e misure sperimentali

Con la stessa procedura sono stati ricavati gli spettri del livello di pressione sonora anche per la simulazione LES-Upwind e per la simulazione LES-High Resolution (Figura 5.12 e Figura 5.13).

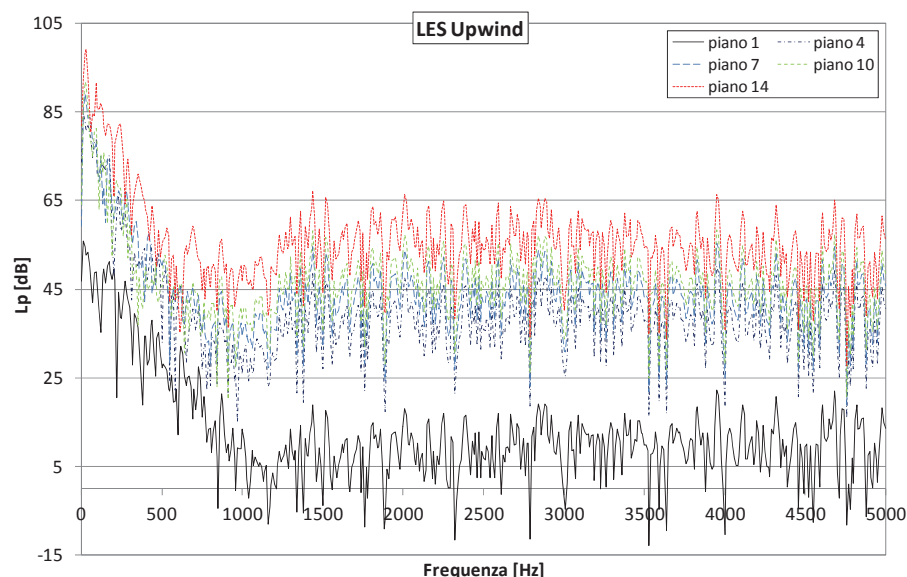


Figura 5.12 - Livelli di pressione del ventilatore calcolati sui 14 piani (LES Upwind)

Anche per le simulazioni LES il piano 14 è il piano caratterizzato dal livello di pressione sonora più elevato, mentre il primo piano è sempre quello che presenta i livelli più bassi confermando l'influenza che la condizione "Outlet" ha

sui risultati. Le simulazioni LES non riescono a descrivere correttamente il contributo di rumore tonale generato dalla B.P.F., e presentano all'aumentare della frequenza dei livelli di pressione decrescenti.

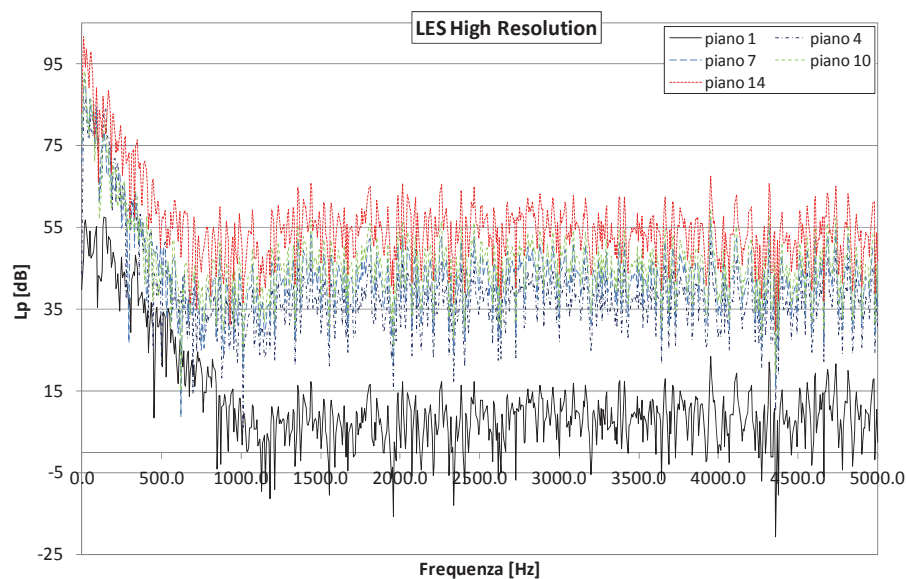


Figura 5.13 - Livelli di pressione del ventilatore calcolati sui 14 piani (LES H.R.)

Confrontando i risultati ottenuti con le tre diverse simulazioni (Figura 5.14) si nota una grande differenza di risultato tra le simulazioni LES e la simulazione URANS.

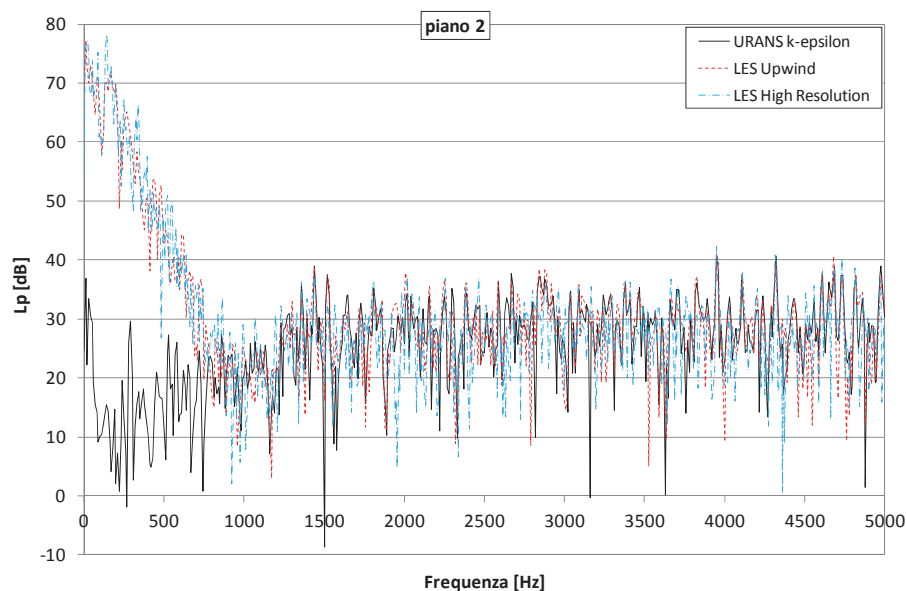


Figura 5.14 - Livelli di pressione sul piano 2 relativi alle tre simulazioni

Questa differenza è legata al metodo di risoluzione della turbolenza LES che risolve il campo turbolento a differenza dell'URANS che lo modella. Per valori di frequenza superiori a 1100 Hz, LES e URANS forniscono gli stessi risultati, poiché la dimensione della mesh utilizzata non permette più al LES di calcolare la

turbolenza che, da questo valore di frequenza in poi, viene modellata anche dal metodo LES.

Anche la capacità o meno di modellare il rumore tonale della B.P.F. dipende dal metodo di risoluzione utilizzato per la turbolenza, la simulazione URANS infatti riesce a calcolare correttamente la frequenza ma non i livelli, mentre per le simulazioni LES questo contributo non si riesce ad apprezzare e risulta mascherato dal contributo di rumore a banda larga del ventilatore.

Le due simulazioni LES (Figura 5.15) sono caratterizzate da livelli molto simili tra loro mentre l'andamento in frequenza è più irregolare per il metodo "High Resolution" in quanto tale metodo, più adatto per le simulazioni di turbomacchine, permette di descrivere più dettagliatamente l'evoluzione nel tempo e nello spazio dei vortici turbolenti.

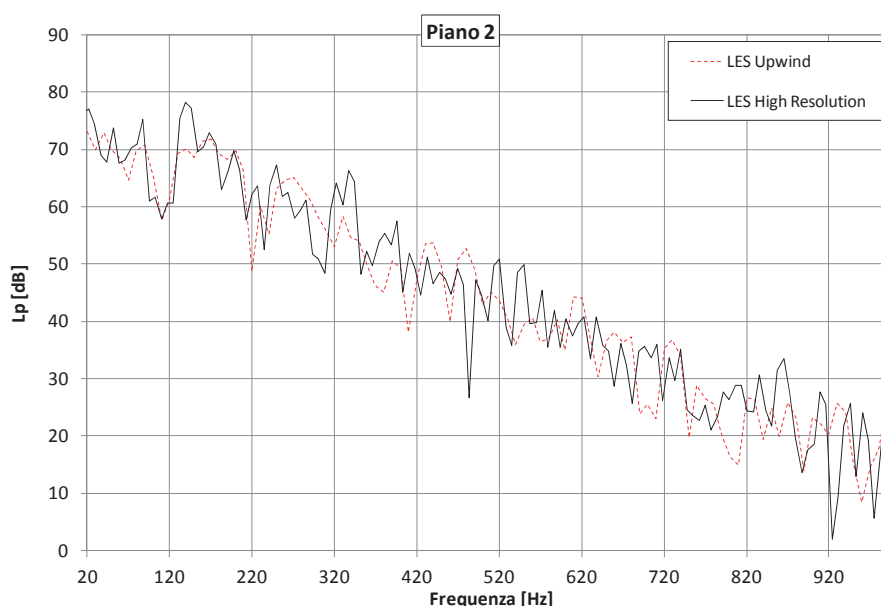


Figura 5.15 - Livelli di pressione sul piano 2 relativi alle due simulazioni LES

In Figura 5.16 sono confrontati i livelli di pressione calcolati con le tre simulazioni transitorie per una velocità di rotazione di 2880 r.p.m. e una portata di 948 m³/h, con le misure sperimentali registrate per le corrispondenti condizioni di funzionamento. I livelli delle tre simulazioni rispetto ai dati sperimentali sono molto più bassi a causa della condizione al contorno di pressione statica nulla imposta nella sezione di uscita della voluta. Per questo motivo l'approccio diretto non è applicabile ad una simulazione che ha in uscita una condizione di Outlet, sarebbe necessario utilizzare una diversa condizione al contorno che pur simulando una condizione di apertura non influenzi il campo di pressione generato. Ad esempio l'aggiunta di un condotto in uscita simulato come materiale poroso potrebbe essere una soluzione da valutare.

In Tabella 5.4 sono riportati i livelli di pressione relativi al contributo tonale della BPF e al contributo a banda larga dovuto alla turbolenza, calcolati con le tre simulazioni e confrontati con i valori sperimentali.

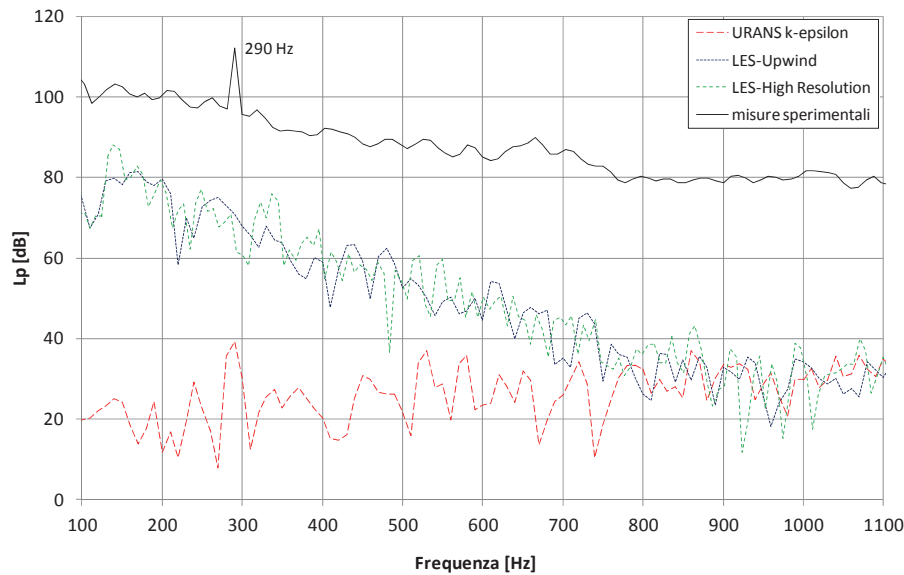


Figura 5.16 - Confronto tra gli spettri del livello di pressione calcolati sul piano 2 con le tre diverse simulazioni transitorie e le misure sperimentali.

Tabella 5.4- Confronto dei livelli di pressione numerici con quelli sperimentali

valori	BPF [dB]	differenza alla BPF [db]	Lp TOT	differenza Lp TOT
sperimentali	112.1	\	118.3	\
RANS K-E	39.3	-72.8	50.9	-67.4
LES Upwind	71	-41.1	92.7	-25.6
LES High Resolution	70.9	-41.2	96.7	-21.6

5.4. SIMULAZIONE ACCOPPIATA CFD/CAA.

Il metodo di simulazione ibrido CFD/CAA prevede l'accoppiamento di una simulazione fluidodinamica di tipo transiente con una simulazione acustica in frequenza, attraverso l'utilizzo di sorgenti acustiche e condizioni al contorno opportunamente ricavate dai risultati della simulazione CFD. Una volta ottenuti quindi i risultati della simulazione transitoria CFD descritta in precedenza, si è proceduto quindi al calcolo delle sorgenti acustiche per la definizione del modello CAA sfruttando due diverse analogie acustiche. Nel capitolo 1 sono già state presentate l'analogia acustica di Lighthill [16, 17] e l'estensione proposta da Curle [19], nei prossimi paragrafi saranno descritte l'analogia acustica di Ffowcs Williams-Hawkings [51] basata anch'essa su quella di Lighthill, e la teoria di Lowson [52].

5.4.1 Analogia acustica di Ffowcs Williams-Hawkings: rumore generato dalla turbolenza e dalle superfici in moto arbitrario.

L'analogia acustica di Williams-Hawkings è un'estensione della teoria di Lighthill e di Curle, nella quale vengono inclusi gli effetti sul campo sonoro dovuti alla presenza di superfici in movimento.

Le superfici mobili attuano sul fluido uno spostamento di volume con forza $\rho_0 v_i$, che viene rappresentato da una distribuzione di monopoli applicata alle superfici stesse.

Le equazioni di bilancio della massa e della quantità di moto, valide nella regione fluida e non all'interno delle superfici mobili, sono combinate per ottenere l'equazione d'onda non omogenea che governa il campo sonoro comprendente quadrupoli, dipoli e monopoli.

A causa della presenza delle superfici in moto viene meno l'omogeneità spaziale del dominio fluido, per questo motivo le superfici mobili sono modellate matematicamente in modo da mantenere il moto, al loro esterno, identico al moto fluido reale e allo stesso tempo di ricostruire l'omogeneità spaziale. Con l'uso delle superfici matematiche è mantenuta l'omogeneità spaziale e quindi le equazioni di bilancio governanti il moto possono essere applicate su tutto il volume di interesse, comprese le zone relative alle pale.

Per ottenere queste equazioni di bilancio si considera un volume fissato V all'interno di una superficie Σ . Si suppone V diviso in due regioni 1 e 2 da una superficie di discontinuità (pala), che si muove dalla zona 1 alla 2 con velocità v .

Si suppone l essere la normale uscente da V ed n la normale uscente dalla superficie in moto S che va dalla regione 1 alla 2.

Se ρ è la densità del fluido, allora il bilancio della massa dentro V è

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \bar{\rho} dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_{V(1)} \rho^{(1)} dV + \frac{\partial}{\partial t} \int_{V(2)} \rho^{(2)} dV \quad (5.6)$$

dove per il volume $V_{(1)}$, e analogamente per $V_{(2)}$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V(1)} \rho^{(1)} dV = - \int_{\Sigma(1)} (\rho u_i)^{(1)} l_i d\Sigma - \int_S [\rho(u_i - v_i)]^{(1)} n_i dS \quad (5.7)$$

in cui u_i è la componente della velocità del fluido in direzione x_i ($i = 1, 2, 3$).

Sostituendo la (5.7) nella (5.6) si ottiene il bilancio di massa totale dentro V

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \bar{\rho} dV = - \int_{\Sigma} (\bar{\rho} u_i)^{(1)} l_i d\Sigma - \int_S [\rho(u_i - v_i)]_{(1)}^{(2)} n_i dS \quad (5.8)$$

dove il simbolo $[\]_{(1)}^{(2)}$ rappresenta la differenza della portata in massa tra la regione 2 e la 1.

Applicando il teorema della divergenza la (5.8) può essere riscritta come

$$\int_V \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i) \right) dV = \int_S [\rho(u_i - v_i)]_{(1)}^{(2)} n_i dS \quad (5.9)$$

Se un'equazione nella forma $f = 0$ definisce la superficie S ed è tale che $f < 0$ nella regione 1 ed $f > 0$ nella regione 2, allora l'integrale su S nella (5.9) viene sostituito con un integrale di volume su V , con l'integrando moltiplicato per una funzione generalizzata $\delta(f) \left\{ (\partial f / \partial x_j)^2 \right\}^{0.5}$.

$\delta(f)$ è la funzione delta che è zero ovunque, tranne sulle pale dove $f = 0$.

Si ricava:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i) = [\rho(u_i - v_i)]_{(1)}^{(2)} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i} \quad (5.10)$$

questa equazione è l'equazione di bilancio generalizzata di continuità; nella quale per mantenere il fluido nel suo stato fissato (fuori dalle superfici mobili) è stata introdotta una distribuzione di sorgenti dovute alla variazione della portata in massa, la cui ampiezza è la differenza tra il flusso di massa richiesto da ogni regione $[\rho(u_i - v_i)]_{(1)}^{(2)}$.

Nello stesso modo si ricava l'equazione generalizzata di bilancio della quantità di moto

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_i u_j + \bar{p}_{ij}) = [p_{ij} + \rho u_i (u_j - v_j)]_{(1)}^{(2)} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j} \quad (5.11)$$

dove p_{ij} è il tensore degli sforzi di compressione.

Nella (5.11) invece si ha una distribuzione di sorgenti dovute alla variazione della quantità di moto, la cui ampiezza è data dal termine $[p_{ij} + \rho u_i (u_j - v_j)]_{(1)}^{(2)}$.

La (5.10) e la (5.11) sono la forma generalizzata delle equazioni che governano il moto di un fluido non confinato e sono valide in tutto il volume considerato (pale e campo di moto).

Se le superfici mobili non sono presenti le due distribuzioni di sorgenti (i termini a destra delle equazioni (5.10) e (5.11)) non compaiono e si ottiene la forma generale delle equazioni di bilancio (2) e (3).

Nel volume compreso all'interno della superficie (S) palare, il fluido è considerato in quiete con densità ρ_0 e pressione p_0 . Se si considerasse un fluido in quiete sia nel dominio palare che nel dominio fluido, si avrebbe p_{ij} dello stesso valore del suo valore medio $p_0 \delta_{ij}$ in entrambe le regioni. Quindi, visto che nella (5.10) e nella (5.11) si vogliono delle fluttuazioni di densità rispetto al fluido in quiete, p_{ij} può essere reinterpretato come differenza tra p_{ij} e il suo valore medio, e cioè $(p_{ij} - p_0 \delta_{ij})$ (quindi internamente alle pale $p_{ij} = 0$).

Si assume inoltre che in tutte le situazioni pratiche, la superficie S è impermeabile, condizione che implica sulla regione esterna il vincolo: $u_n = v_n$; dove u_n è la velocità del fluido normale e a contatto con la parete mobile, v_n è la velocità normale della parete, n è la normale uscente da S che va dalla regione 1 alla 2.

Da queste considerazioni dalla (5.10) e dalla (5.11) si ottengono le nuove equazioni di bilancio (5.12).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i) &= \rho_0 v_i \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_i u_j + \bar{p}_{ij}) &= p_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (5.12)$$

Eliminando $\overline{\rho u_i}$ dall'equazione (5.12) si ricava l'equazione delle onde non omogenea:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\right)(\overline{\rho} - \rho_0) = \frac{\partial^2 \overline{T_{ij}}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(p_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_0 v_i \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i} \right) \quad (5.13)$$

Nella (5.13) la variabile dipendente ρ è stata sostituita dalla perturbazione generalizzata $\overline{\rho} - \rho_0$, la funzione generalizzata $\overline{T_{ij}}$ è uguale allo stress tensor di Lighthill $T_{ij} = \rho u_i u_j + p_{ij} - c^2(\rho - \rho_0)\delta_{ij}$ al di fuori delle pale, mentre è zero al loro interno, infine c è la velocità del suono all'interno del fluido considerato. L'equazione (5.13) mostra che in generale il suono può essere considerato come generato da tre tipi di distribuzioni di sorgenti. Il primo termine a destra rappresenta il rumore generato dal quadrupolo, con ampiezza T_{ij} , la cui distribuzione è all'intero campo di moto. Il secondo termine riguarda i dipoli di ampiezza $p_{ij} n_j$, distribuiti sia sulle superfici fisse che mobili, mentre il terzo addendo è l'effetto dei monopoli di ampiezza $\rho_0 v_i$, distribuiti sulle pale.

Il monopolo rappresenta l'effetto sonoro generato dallo spostamento di un volume fluido operato da superfici in moto. Da osservare è che se la velocità di rotazione delle pale è bassa (e quindi anche la turbolenza è contenuta) si possono trascurare i monopoli e i quadrupoli, perciò la sorgente sonora predominante rimane la distribuzione di dipoli.

5.4.2 La teoria di Lawson

La seguente teoria nacque nel 1970 per studiare il rumore tonale generato dai compressori.

Considerando un compressore multistadio il fluido elaborato attraversa diverse schiere di pale statoriche e rotoriche, aumentando la sua energia. In questo modo un generico rotore intercetta nel suo moto la scia dello statore precedente, generando una fluttuazione della portata in massa; l'interazione tra rotore e statore agisce quindi come un'inefficiente sirena. Inoltre se la distribuzione di velocità che si ha in uscita dalle pale statoriche non segue perfettamente il profilo palare, l'angolo di incidenza con cui il flusso incontra le pale rotoriche non è più quello teorico ma varia in modo casuale, generando in questo modo delle forze fluttuanti sulle pale rotoriche stesse. Gli stessi fenomeni avvengono nella schiera successiva di pale, in cui i ruoli dello statore e del rotore sono invertiti.

Nel compressore quindi sono presenti quattro tipi di sorgenti acustiche: due distribuzioni di monopoli, dovute alle fluttuazioni della portata in massa, una posizionata sullo statore ed una sul rotore, due distribuzioni di dipoli, dovute alle fluttuazioni delle forze sulle pale, posizionate come le due precedenti distribuzioni.

Il tempo di variazione di queste fluttuazioni è governato dalla velocità di rotazione della girante. In questo modo la frequenza del rumore emesso è direttamente connessa alla frequenza di rotazione del rotore.

Se il rotore è costituito da z pale e ruota ad una velocità di rotazione n , la frequenza principale di emissione sonora è la *blade passing frequency*:

$$BPF = \frac{z * n}{60} \quad (5.14)$$

Essendo le fluttuazioni legate alla velocità di rotazione, le frequenze, alle quali il livello di rumore generato risulta maggiore, sono la BPF e le sue armoniche di ordine superiore. Per questo motivo Lowson ha un modello matematico che permette di valutare il rumore tonale generato da un compressore.

Nell'applicazione di questa teoria al caso dei ventilatori ci sono alcune considerazioni da fare.

A bassi numeri di Mach del flusso elaborato si ha una piccola compressione dell'aria; questo porta a considerare l'aria come un fluido incompressibile, per questo motivo la sorgente monopolo, essendo legata alla variazione della portata in massa in prossimità delle pale e quindi alla densità, può essere trascurata.

Inoltre, la distribuzione di dipoli sulla voluta che comprende le forze applicate dalle superfici sul fluido e tutti quegli effetti di riflessione e diffrazione del campo sonoro, non rientrano nella trattazione di Lowson in quanto non contribuiscono al rumore tonale.

Quindi l'approccio di Lowson, nel caso di un ventilatore, prevede l'utilizzo esclusivamente della distribuzione dei dipoli palari per ottenere lo spettro del tonal noise.

Da ricordare inoltre che i dipoli, relativi a disco e controdisco della girante (se presenti), non concorrono significativamente al rumore generato. Questo perché le fluttuazioni delle forze aerodinamiche su di essi sono notevolmente inferiori a quelle che agiscono sulle pale, in quanto disco e controdisco ruotano nel flusso con un moto di taglio e quindi non hanno una rilevante resistenza aerodinamica.

Lighthill stabilì che l'espressione della pressione acustica prodotta da una forza puntuale F_i in moto rettilineo è:

$$p'(x_i, y_i) = \frac{x_i - y_i}{4\pi c_0 r^2 (1 - M_r)^2} \frac{\partial F_i}{\partial t} \quad (5.15)$$

Dove:

$$x_i = (x, y, 0) \quad (5.16)$$

$$y_i = (0, R \cos \theta, R \sin \theta) \quad (5.17)$$

$$M_r = -\frac{1}{c_0} \frac{dr}{d\tau} \quad (5.18)$$

$$\tau = t - \frac{r}{c_0} \quad (5.19)$$

$$F_i = (-F, F_y \sin \theta, F_y \cos \theta) \quad (5.20)$$

Come si vede in Figura 5.17 x_i e y_i sono rispettivamente le coordinate dell'osservatore O (r, ϕ, τ) e della sorgente S(r, θ, t). M_r è la componente convettiva del numero di Mach rotazionale in direzione r . F_x ed F_y sono rispettivamente le

forze di spinta e viscosa che insistono sulla pala. Dall'equazione si nota che se la F_i è costante la pressione acustica è nulla.

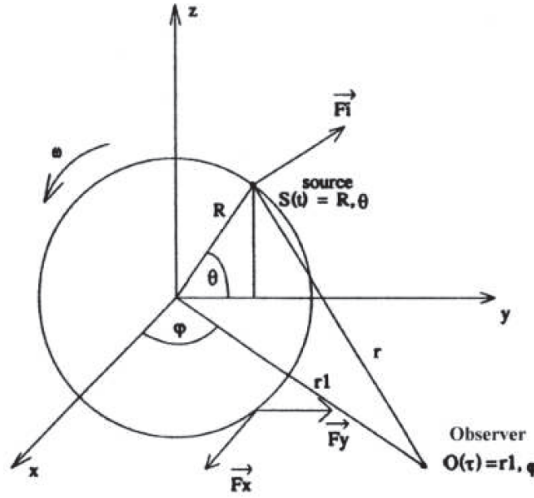


Figura 5.17 - Schema utilizzato per il modello Lowson

Lowson estese l'equazione di Lighthill in maniera più generale:

$$p'(x_i, y_i) = \frac{x_i - y_i}{4\pi c_0 r^2 (1 - M_r)^2} \left[\frac{\partial F_i}{\partial t} + \frac{F_i}{1 - M_r} \frac{\partial M_r}{\partial t} \right] \quad (5.21)$$

Questa equazione descrive il contributo dei fenomeni convettivi dovuti al termine $\frac{\partial M_r}{\partial t}$. Da notare che l'equazione deve esser valutata al tempo ritardato τ . Questa equazione può essere usata per descrivere il suono prodotto da una forza puntuale in moto armonico arbitrario.

Il modello di Lowson permette il calcolo, riferito alla posizione dell'osservatore, della pressione acustica generata dagli sforzi stazionari e non stazionari. Questi ultimi sono considerati come sorgenti puntuali e corrispondono agli sforzi esercitati dalle z pale del rotore. Lowson integra l'equazione precedente nel tempo e nello spazio per avere l' m -esima armonica della pressione acustica generata da un carico in rotazione periodica.

$$p_m' = a_m + jb_m = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \left[\frac{x_i - y_i}{4\pi c_0 r^2 (1 - M_r)^2} \left[\frac{\partial F_i}{\partial t} + \frac{F_i}{1 - M_r} \frac{\partial M_r}{\partial t} \right] \right] e^{jm\omega t} dt \quad (5.22)$$

Ponendo $dt = (1 - M_r)d\tau$ e integrando per parti si ottiene:

$$p_m' = -\frac{\omega}{4r\pi^2} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \left\{ \frac{jm\omega F_r}{c_0} + \frac{F_i}{1 - M_r} \left[-\frac{M_i}{r} + \frac{(x_i - y_i)}{r^2} \right] \right\} e^{jm\omega(\tau + \frac{r}{c_0})} d\tau \quad (5.23)$$

Come dalla figura se l'asse x è l'asse di rotazione, la forza fluttuante e la posizione dell'osservatore sono definite da:

$$F_i = \begin{cases} -F_x \\ -F_y \sin \theta \\ F_y \cos \theta \end{cases} \quad (5.24)$$

$$x_i - y_i = \begin{cases} x \\ y - R \cos \theta \\ -R \sin \theta \end{cases} \quad (5.25)$$

$$r = |x_i - y_i| \approx r_1 - \left(\frac{yR}{r_1}\right) \cos \theta \quad (5.26)$$

$$F_r = -\frac{x F_x}{r} - \left(\frac{y F_y}{r}\right) \sin \theta \quad (5.27)$$

F_x ed F_y sono rispettivamente le componenti di spinta e viscosa della forza aerodinamica non stazionaria rappresentata come una forza globale che agisce sulla pala.

I termini $\frac{1}{r}$ e $\frac{1}{r^2}$ sono importanti solo per il campo acustico vicino, mentre per il campo acustico lontano l'equazione diventa:

$$p_m' = -\frac{\omega}{4r\pi^2} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \left\{ \frac{j m \omega F_r}{c_0} \right\} e^{j m \omega \left(\tau + \frac{r}{c_0} \right)} dt \quad (5.28)$$

Prendendo in considerazione la periodicità delle forze di spinta e viscosi, Lowson propose la seguente formulazione:

$$\begin{pmatrix} F_x \\ F_y \end{pmatrix} = \sum_{\lambda=-\infty}^{\lambda=\infty} \begin{pmatrix} F_x(\lambda) \\ F_y(\lambda) \end{pmatrix} e^{-i \lambda \omega t} \quad (5.29)$$

Dove λ è l'armonica della forza o il modo di eccitazione.

Sostituendo i risultati ottenuti nella formulazione per un campo lontano si ottiene:

$$p_m' = -\frac{j m \omega}{4r\pi^2 c_0} \int_0^{2\pi} \left(\sum_{\lambda=-\infty}^{\lambda=\infty} \left\{ \frac{x F_x(\lambda)}{r_1} + \frac{y F_y(\lambda)}{r_1} \sin \theta \right\} \right) e^{j m \omega [j(m-\lambda)\theta - j m \left(\frac{y M}{r_1} \right)] \cos \theta} d\theta \quad (5.30)$$

Dove il numero di Mach rotazionale è $M = \frac{\omega R}{c_0}$

L'integrale dell'equazione precedente può essere identificato come una funzione di Bessel e usando le seguenti espressioni:

$$\int_0^{2\pi} e^{[j(m\theta - z \cos \theta)]} d\theta = 2\pi j^{-m} J_m(z) \quad (5.31)$$

$$\int_0^{2\pi} e^{[j(m\theta - z \cos \theta)]} \sin \theta d\theta = (-2)\pi j^{-m} \left(\frac{m}{z}\right) J_m(z) \quad (5.32)$$

è possibile valutare direttamente il valore del rumore radiato dalle z pale del rotore

$$p_m' = \frac{j m z^2 \omega}{2 \pi c_0 r_1} \sum_{\lambda=-\infty}^{\lambda=\infty} (-j)^{mz-\lambda} \left[\cos \phi (F_x(\lambda) - \left(\frac{mz-\lambda}{mzM} \right) F_y(\lambda)) \right] J_{mz-\lambda}(mzM \sin \theta) \quad (5.33)$$

Dove

$J_{mz-\lambda}$ è la prima funzione di Bessel di ordine $mz-\lambda$

z è il numero di pale del rotore

$j^2 = -1$.

Grazie a questa trattazione è possibile ottenere esclusivamente lo spettro tonale del rumore generato e non lo spettro a banda larga.

5.4.3 Simulazioni acustiche realizzate con la teoria di Lowson.

Il software utilizzato per le simulazioni acustiche è il BEM diretto di LMS Virtual.Lab.

Le geometrie di voluta e girante (Figura 5.18) sono state discretizzate con elementi quadrangolari composti da lati di dimensione massima di 11 mm, che per la regola dei sei elementi per lunghezza d'onda [53], permettono di calcolare adeguatamente il campo sonoro fino alla frequenza di 5000 Hz.

Il dominio fluido aria è stato considerato omogeneo e i valori di densità e velocità del suono sono stati considerate per una temperatura di 25° C ($\rho_0=1.184 \text{ kg/m}^3$; $c_0=346.3 \text{ m/s}$).

L'apertura presente nelle sezioni di ingresso e uscita della voluta è stata modellata imponendo sulle superfici corrispondenti una condizione di impedenza superficiale $\rho_0 c_0$ pari a 410 Rayl. Questa condizione è valida esclusivamente per un campo di onde piane, che per questa geometria è verificato secondo la relazione $f_{max} = 200/d_{condotto} \text{ [Hz]}$, fino alla frequenza di circa 1300 Hz.

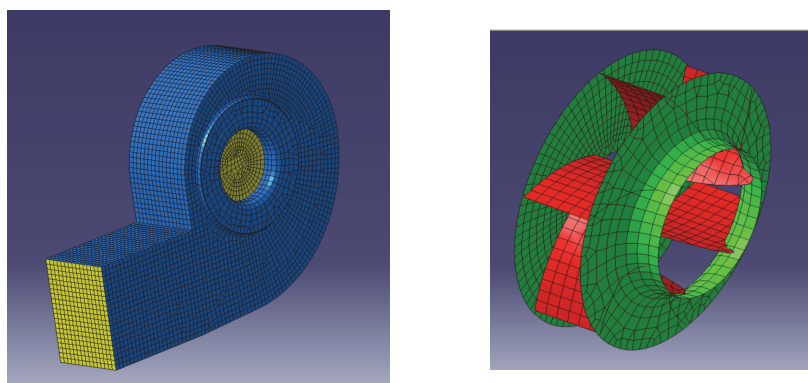


Figura 5.18 - A sinistra la mesh di girante più voluta, a destra la discretizzazione effettuata sulla girante.

Tabella 5.5 - Numero di nodi e di elementi relativi alla mesh utilizzata

geometria	Numero nodi	numero elementi
assemblato	11876	11964
girante	2618	2545
voluta	8230	8246

Nel BEM acustico di LMS la teoria di Lowson è già implementata e può essere utilizzata attraverso l'analisi "Acoustic Fan Source Case" [54]. Quest'analisi permette di estrapolare una sorgente acustica equivalente dalla distribuzione di forze agenti sulle superfici mobili del sistema calcolate con la simulazione CFD.

Nel nostro modello oltre alle pale sono presenti anche le superfici rotanti di disco e controdisco. La distribuzione di pressioni su queste superfici non è stata considerata poiché essendo parallele alla direzione preferenziale del flusso presente all'interno del canale interpale, le variazioni di pressione alla quale sono sottoposte sono minime.

Le distribuzioni in frequenza delle pressioni agenti sulle pale sono state calcolate utilizzando gli ultimi mille "Time step" delle simulazioni, in modo da ridurre il più possibile gli errori numerici legati alla non convergenza delle simulazioni transitorie CFD. Le fluttuazioni di pressione nel dominio del tempo ottenute con la simulazione CFD, vengono attraverso la trasformata di Fourier portate nel dominio della frequenza e interpolate sulla mesh acustica con l'utilizzo di un algoritmo di interpolazione presente nel codice BEM ("Data transfer analysis case") [38]. Una volta importata la distribuzione di pressione per calcolare la sorgente equivalente è sufficiente inserire la velocità di rotazione e il numero di pale presenti nella girante. In questo modo si ottiene una sorgente posizionata nel baricentro acustico della girante (Figura 5.19) che verrà poi utilizzata come forzante del dominio acustico voluta senza girante.

L'approccio di Lowson permette di calcolare lo spettro sonoro del rumore emesso dal ventilatore esclusivamente in corrispondenza della BPF e alle sue armoniche multiple. Questo tipo di analisi è stata eseguita per tutte e quattro le simulazioni CFD transitorie risolte. I risultati sono stati valutati in corrispondenza del piano evidenziato in Figura 5.19. Su tale piano è stato calcolato un livello medio di pressione sonora dal quale applicando la formula (4.5), è stato calcolato il livello di potenza emesso dalla bocca di mandata del ventilatore.

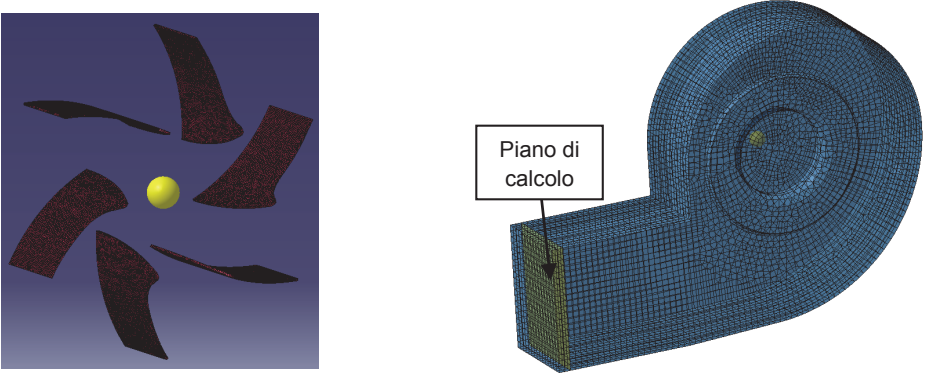


Figura 5.19 - A sinistra sorgente equivalente generata, a destra posizionamento della sorgente all'interno della voluta e piano utilizzato per il calcolo della potenza sonora.

Tabella 5.6 – Tempi di calcolo richiesto per la simulazione BEM-Lowson con l'utilizzo di una Workstation a singolo processore Intel Xeon 2.4 GHz Quad Core e 16 GB di RAM.

Simulazione	Sorgenti	N° armoniche calcolate	Tempo di calcolo
BEM diretto	"Fan Noise Source"	10	14 minuti

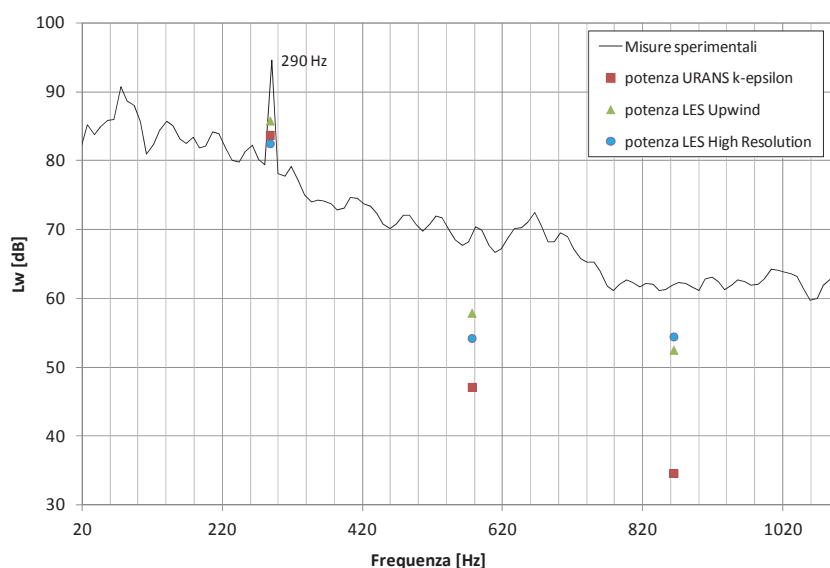


Figura 5.20 - Livelli di potenza del rumore tonale relativi alle tre simulazioni nelle condizioni di progetto

Figura 5.20 sono riportati i livelli di potenza calcolati con le tre diverse simulazioni relative alla condizione di funzionamento di 2880 r.p.m. e portata 0.312117 kg/s. Si nota che i valori di potenza relativi alla B.P.F. calcolati con le tre simulazioni transienti sono sottostimati rispetto al valore ottenuto sperimentalmente (Tabella 5.7). Le armoniche successive sono caratterizzate sempre da livelli di potenza bassi rispetto a quelli della curva sperimentale, inoltre con l'aumentare della frequenza si apprezza un aumento di differenza tra i risultati LES e URANS legato al differente metodo con il quale i due modelli risolvono la turbolenza. Anche per la simulazione LES High Resolution relativa ad un funzionamento con portata di 0.283 kg/s e velocità di rotazione 2400 rpm, il valore del livello di potenza calcolato in corrispondenza della B.P.F. e le sue armoniche è sottostimato (Figura 5.21).

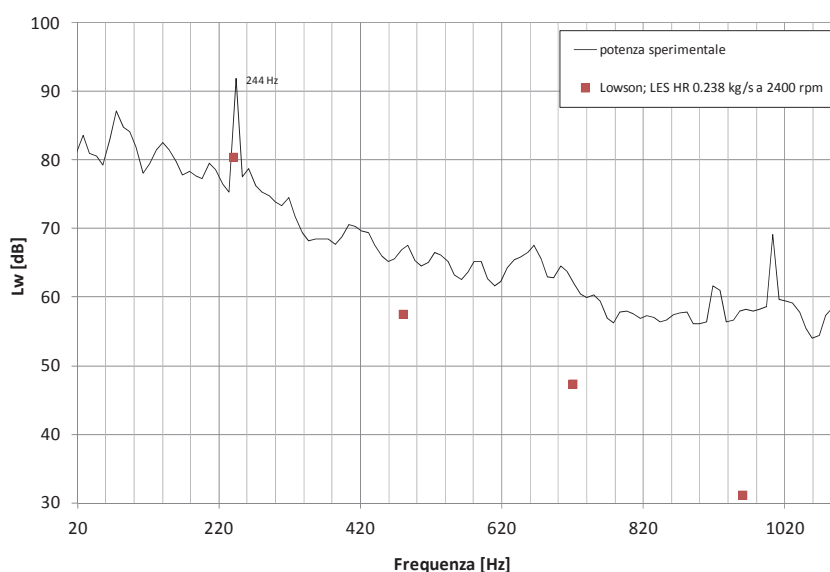


Figura 5.21 - Livello di potenza del rumore tonale; LES High Resolution 2400 rpm.

Tabella 5.7 - Confronti dei livelli di potenza alla B.P.F.

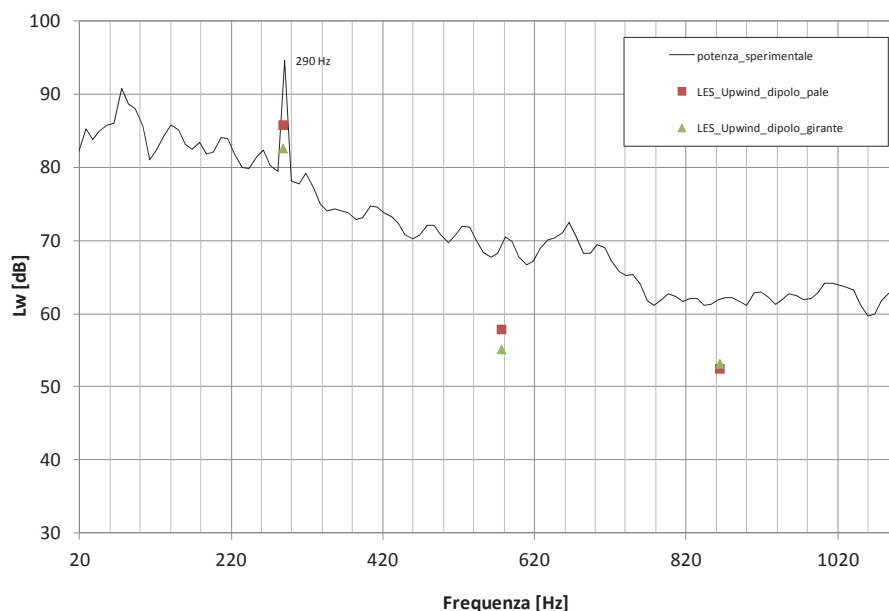
valori	sorgente sonora	BPF [dB]	differenza alla BPF [dB]
sperimentali	\	94.6	\
RANS K-E	pale	83.7	-10.9
LES Upwind	pale	85.8	-8.8
LES High Resolution	pale	82.5	-12.1

In tabella 4.3 è riportato il valore del livello di potenza alla BPF e la differenza con il livello di potenza ottenuto sperimentalmente.

Tabella 5.8 - Livelli di potenza sonora alla frequenza palare

valori	sorgente	BPF [dB]	differenza alla BPF [dB]
sperimentali	\	91.9	\
LES High Resolution	pale	80.5	-11.4

La geometria della girante del ventilatore utilizzato per le simulazioni prevede anche la presenza di disco e controdisco. I risultati appena presentati riguardano una simulazione realizzata considerando la distribuzione di pressione esclusivamente sulle pale. Utilizzando i risultati ottenuti con il LES Upwind sono stati valutati gli effetti di queste superfici aggiuntive sul campo sonoro generato dalla girante, considerando nel modello una distribuzione di pressione oltre che sulle pale, anche sulla superficie di disco e controdisco (Figura 5.22).

**Figura 5.22** - Livelli di potenza del rumore tonale relativi alle distribuzioni di pressione solo sulle pale e su tutta girante.

La presenza della distribuzione di pressione su disco e controdisco, come ci si aspettava, non provocano un aumento del livello di potenza ma anzi ne provocano una diminuzione. Questo risultato è dovuto proprio alla teoria di Lawson che considera come sorgente esclusivamente le pale, quindi considerare

anche le superfici di disco e controdisco nel calcolo della sorgente provoca un errore di risultato.

Come ulteriore analisi è stata analizzata la sensibilità che il modello ha rispetto ai file di risultato CFD che vengono utilizzati per il calcolo della sorgente. A tale scopo sono stati utilizzati i primi mille e gli ultimi mille file di risultato ottenuti con la simulazione URANS k- ϵ .

Dal confronto riportato in Figura 5.23 si desume che in corrispondenza della B.P.F. la convergenza dei risultati non incide in maniera significativa sullo spettro, mentre per le armoniche successive i risultati cambiano denunciando la sensibilità del modello alla convergenza dei risultati all'aumentare della frequenza.

Dai vari confronti presentati è emerso quindi che la teoria di Lowson, implementata in LMS, non rappresenta uno strumento affidabile per la valutazione del rumore tonale generato da un ventilatore. Questo risultato è dovuto probabilmente al fatto che questa teoria nasce per lo studio del rumore dei compressori ed è stata adattata allo studio dei ventilatori. Il modello presentato riguardava un ventilatore di piccola taglia funzionante a basse velocità di rotazione in cui la comprimibilità del fluido è trascurabile. Probabilmente il modello presenta un'efficienza maggiore per funzionamenti simili a quelli di un compressore, come ad esempio accade per ventilatori con alte velocità di flusso (sempre però per $Ma < 1$); in cui l'effetto di comprimibilità dell'aria non è trascurabile.

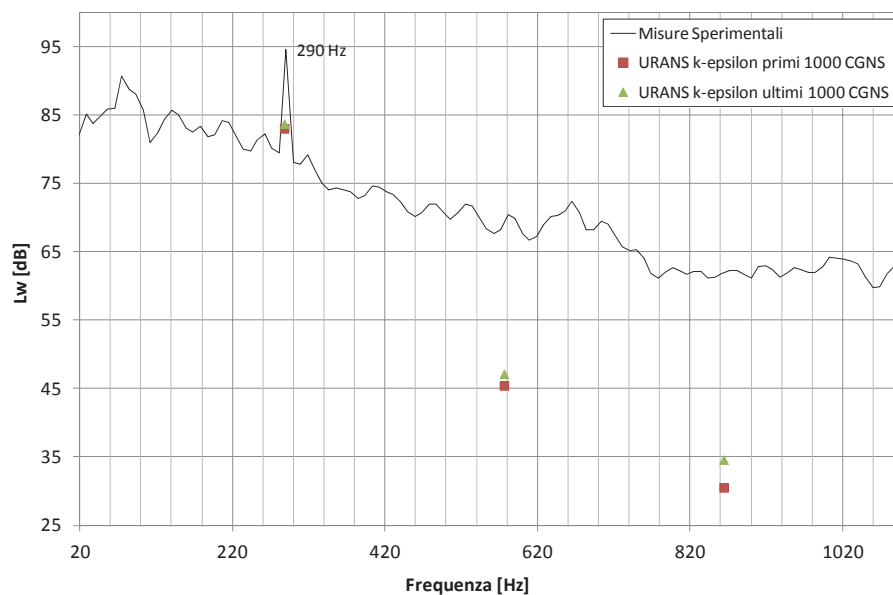


Figura 5.23 - Livelli di potenza relativi all'importazione dei primi/ultimi 1000 CGNS (URANS k- ϵ)

5.4.4 Simulazioni acustiche realizzate con la teoria di Ffowcs-Williams & Hawkings.

Il ventilatore preso in esame è caratterizzato per le condizioni di funzionamento simulate (velocità 2880 r.p.m., portata 0.312 kg/s; velocità 2400 r.p.m., portata

0.273 kg/s), da velocità di flusso molto basse ($v < 20$ m/s, per 2880 r.p.m. il $Ma = 0.05$). L'analogia acustica di Ffowcs-Williams & Hawkings per ventilatori caratterizzati da bassi numeri di Mach, permette di trascurare i monopoli distribuiti sulla superficie delle pale e la distribuzione di quadrupoli all'interno del dominio fluido in quanto il loro contributo sul campo sonoro complessivo, è nettamente inferiore rispetto a quello generato dalla distribuzione delle sorgenti dipolo sulle superfici fisse e rotanti.

La sorgente di tipo monopolo è associata allo spostamento di volume fluido operato dalle pale. Nel caso di flusso caratterizzato da bassi numeri di Mach il fluido può essere considerato incompressibile, quindi i monopoli sono caratterizzati da un valore di velocità costante nel tempo, che determina in frequenza un'ampiezza delle sorgenti nulla.

La potenza delle sorgenti quadrupolo dipende invece dalla turbolenza presente nel dominio fluido, quindi per bassi numeri di Mach la turbolenza è modesta e le sorgenti possono essere trascurate.

Il modello acustico realizzato con il BEM acustico di LMS Virtual.Lab, a parte per le sorgenti acustiche utilizzate, è del tutto simile a quello utilizzato con la teoria di Lowson. La mesh utilizzata comprende la geometria di girante e voluta, il dominio fluido aria è stato considerato costante alla temperatura di 25°C ($\rho_0 = 1.184$ kg/m³; $c_0 = 346.3$ m/s), sulle superfici di inlet e outlet sono state imposte due condizioni d'impedenza $\rho_0 c_0$ pari a 410 Rayl, e per la risoluzione del modello è stato utilizzato un BEM di tipo diretto.

Le sorgenti acustiche utilizzate sono le distribuzioni di pressione calcolate con le simulazioni CFD sulle superfici rigide mobili e fisse della macchina. La pressione è stata portata dal dominio del tempo a quello delle frequenze con l'applicazione della trasformata di Fourier, e l'interpolazione da mesh CFD a mesh acustica è stata eseguita utilizzando l'algoritmo di interpolazione "Conservative maximum distance" presente in LMS nel "Data Transfer Analysis Case" [38].

Questo modello è stato risolto per tutte e quattro le simulazioni CFD di tipo transiente realizzate, utilizzando per il calcolo delle sorgenti esclusivamente i risultati degli ultimi mille "Time step", in modo da minimizzare gli errori legati alla non completa convergenza delle simulazioni fluidodinamiche.

I valori del livello di potenza sono stati calcolati fino alla frequenza massima alla quale si riesce a calcolare la turbolenza con le simulazioni LES-Smagorinsky realizzate (1100 Hz). La risoluzione in frequenza è stata impostata a 10 Hz, passo che corrisponde a quello ottenuto dall'applicazione della trasformata di Fourier ai risultati dei mille "Time step" utilizzati per il calcolo delle sorgenti acustiche. I risultati sono stati valutati su un piano parallelo alla sezione di uscita della voluta (Figura 5.24). Su questo piano è stato calcolato un livello di pressione medio, e con la formula (4.5) è stato calcolato il livello di potenza medio emesso dalla bocca di mandata del ventilatore.

Le simulazioni realizzate a differenza di quanto visto per la teoria di Lowson permettono di calcolare il campo acustico generato dai ventilatori centrifughi a banda larga e non esclusivamente in corrispondenza della B.P.F. e le sue armoniche.

In Figura 5.25 sono riportati i risultati dei livelli di potenza relativi alle tre simulazioni transitorie effettuate per una velocità di rotazione della girante pari a 2880 r.p.m. e una portata di 0.312117 kg/s. Tutte le simulazioni eseguite

presentano dei livello di potenza in corrispondenza della B.P.F. e della prima armonica molto simili a quelli ottenuti sperimentalmente.

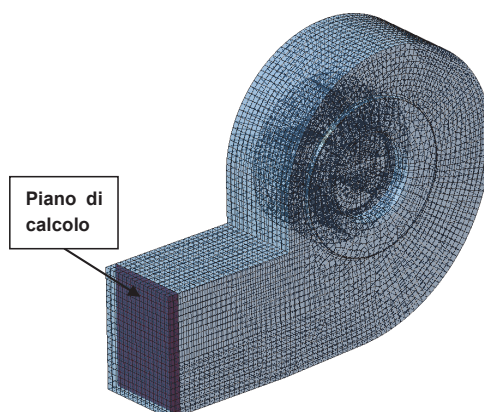


Figura 5.24 - Mesh utilizzata per le simulazioni BEM-Williams e piano sul quale è stato calcolato il livello di potenza sonora.

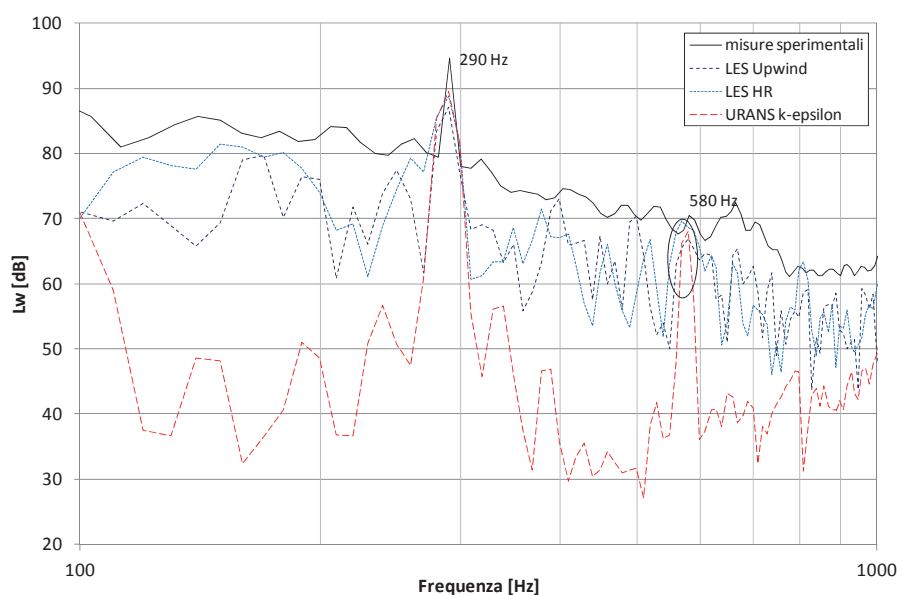


Figura 5.25 - Confronto tra risultati numerici e risultati sperimentali del livello di potenza emesso dalla bocca di mandata del ventilatore.

Tabella 5.9 – Tempi di calcolo richiesto per la simulazione BEM-Williams con l'utilizzo di una Workstation a singolo processore Intel Xeon 2.4 GHz Quad Core e 16 GB di RAM.

.Simulazione	Sorgenti	N° frequenze calcolate	Tempo di calcolo
BEM diretto	Dipolo su voluta e girante	288 (20-3000 Hz, passo 10 Hz)	3 ore

La simulazione con distribuzione di dipoli calcolati dalla CFD URANS k-ε come già si era osservato per le simulazioni dirette descrive molto bene il contributo di

rumore tonale mentre non riesce a valutare correttamente il contributo del rumore a banda larga (Tabella 5.10).

Le due simulazioni con distribuzione di dipoli calcolati dalle CFD LES invece, riescono a differenza di quanto accadeva per le simulazioni dirette corrispondenti, a descrivere sia il comportamento tonale che quello a banda larga fornendo dei livelli di potenza che seppur sottostimati, sono molto simili a quelli ottenuti sperimentalmente.

Tabella 5.10 - Confronto tra livelli di potenza numerici e sperimentali (2880 r.p.m.)

valori	sorgente	BPF [dB]	differenza alla BPF [dB]	Lw TOT	differenza Lw TOT
sperimentali	\	94.6	\	100.8	\
RANS K-E	assemblato	89.6	-5	96.7	-4.1
LES Upwind	assemblato	87.2	-7.4	97.2	-3.6
LES HR	assemblato	88.9	-5.7	98.7	-2.1

La simulazione acustica realizzata con le sorgenti calcolate dalla CFD LES High Resolution a 2400 rpm, presenta uno spettro sonoro sottostimato sia in corrispondenza della B.P.F. che in banda larga (Figura 5.26 e Tabella 5.11). La frequenza della B.P.F. come già era accaduto per le simulazioni a 2880 r.p.m. viene correttamente riprodotta.

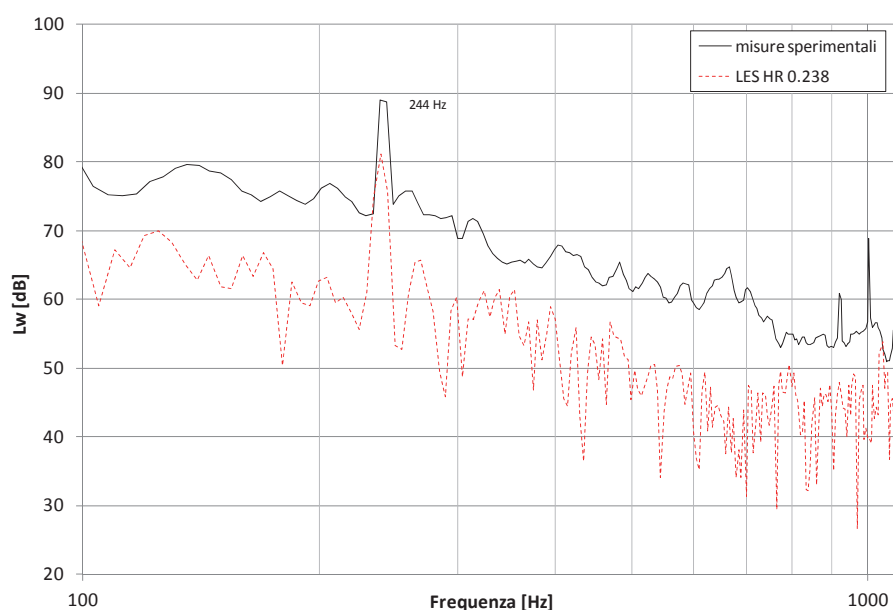


Figura 5.26 - Livelli di potenza dello spettro sperimentale e numerico (LES HR, 2400 rpm, 0.273 kg/s)

Tabella 5.11 - Confronto tra livelli di potenza numerici e sperimentali (2400 rpm).

valori	sorgente	BPF [dB]	differenza alla BPF [dB]	Lw TOT	differenza Lw TOT
sperimentali	\	91.8	\	97.3	\
LES HR (2400 rpm)	assemblato	84.1	-7.7	90.6	-6.7

Sulla base dei risultati ottenuti si può affermare che l'analogia acustica di Ffowcs-Williams & Hawkings applicata a metodi numerici BEM permette di ricavare degli andamenti dello spettro sonoro aderenti a quelli sperimentale anche se sottostimati. Questa modellazione inoltre riesce a descrivere correttamente il comportamento acustico dei ventilatori al variare delle condizioni di funzionamento.

La simulazione accoppiata CFD-CAA rappresenta un valido strumento per eseguire delle analisi comparative tra ventilatori di diversa geometria e quindi per l'ottimizzazione delle geometrie da un punto di vista acustico.

Per valutare se questo strumento sia valido anche da un punto di vista quantitativo per il calcolo del rumore, è necessario approfondire lo studio di sensibilità che questi modelli hanno nei confronti della convergenza delle simulazioni CFD transitorie. La simulazione RANS che è l'unica ad aver raggiunto una convergenza di risultato dal punto di vista fluidodinamico, come è stato possibile osservare, non è adatta allo studio di problemi acustici. D'altro lato le simulazioni LES che acusticamente hanno permesso di ottenere risultati soddisfacenti, non hanno raggiunto una convergenza di risultato da un punto di vista fluidodinamico.

I lunghi tempi di calcolo richiesti per queste simulazioni rendono però questo strumento di analisi adatto esclusivamente a lavori di ricerca.

CONSIDERAZIONI CONCLUSIVE

Nella presente tesi di Dottorato sono state descritte le attività di ricerca svolte per la caratterizzazione del rumore emesso da caldaie a condensazione ad uso domestico, e per lo studio del rumore emesso da ventilatori centrifughi.

La parte di lavoro riguardante il rumore delle caldaie è stata focalizzata sui fenomeni d'instabilità che possono verificarsi in presenza di una reazione di combustione iperstechiometrica completamente premiscelata. La presenza di queste instabilità, che possono essere causate da diversi processi fisico-chimici, provoca nel sistema fenomeni acustici indesiderati caratterizzati da un'elevata rumorosità. In particolare è stata condotta un'analisi acustica sperimentale di due fenomeni d'instabilità che possono manifestarsi durante il funzionamento di una caldaia a condensazione commerciale, chiamati "Rumbling" e "Hooting".

Il "Rumbling" è un'instabilità di sistema in cui avviene un'interazione tra fiamma cavità acustica e fluidodinamica del sistema; esso è caratterizzato da un'emissione acustica intermittente di durata variabile e periodicità non costante, che provoca l'aumento del livello di pressione acustica per le frequenze comprese tra i 50 e i 300 Hz, con un livello sonoro che supera i 100 dB. Questo problema viene solitamente risolto dai produttori di bruciatori e caldaie, attraverso l'aggiunta di tubi in ingresso al ventilatore, o di risonatori di Helmholtz lungo il condotto di aspirazione aria.

L'"Hooting" è un'instabilità intrinseca di natura termo-cinetica che si verifica quando il bruciore, a causa della vicinanza della fiamma alla parete del diffusore, funziona in regime radiante. Acusticamente è caratterizzato da una componente tonale, che per la caldaia commerciale testata, si presenta alla frequenza di 1000 Hz e a tutte le armoniche successive. Il livello della componente tonale principale può superare anche i 110 dB e il suo valore determina anche il livello complessivo di pressione acustica. A differenza del "Rumbling", l'"Hooting" è un fenomeno che quando si manifesta è difficilmente eliminabile. Per evitare la presenza di questa instabilità solitamente viene modificata la geometria del bruciore attraverso l'utilizzo di prototipi, fino a quando non viene individuata quella ottimale che evita l'insorgere del problema. Spesso possono servire anche alcuni mesi di prove per individuare la soluzione al problema, ma a volte anche se un bruciore non è caratterizzato dall'"Hooting" all'interno di una caldaia può presentare il problema quando è installato su una caldaia con diversa geometria. Il fenomeno non ha origine dall'eccitazione dei modi acustici del sistema da parte delle perturbazioni emesse dalla fiamma, in quanto le frequenze che lo caratterizzano, sono molto più elevate rispetto a quelle di risonanza della cavità acustica della caldaia. A causa delle difficoltà riscontrate nell'identificazione della natura fisica del problema e della sua risoluzione, il lavoro di ricerca è stato centrato sullo studio del fenomeno "Hooting".

La caratterizzazione dell'"Hooting" è stata approfondita utilizzando un prototipo di caldaia appositamente realizzato per la riproduzione del fenomeno.

In assenza di fenomeni acustici legati alle instabilità, la combustione presenta un livello di pressione sonora dovuto principalmente al rumore aerodinamico del flusso d'aria all'interno dei condotti. La presenza della combustione rispetto al

funzionamento del ventilatore senza fiamma, provoca un aumento del livello di pressione esclusivamente per frequenze inferiori a 315 Hz.

L'“Hooting” che s'instaura nel prototipo mostra le stesse caratteristiche di quello osservato per la caldaia a condensazione commerciale, ma il comportamento tonale è caratterizzato da frequenze minori (circa 700 Hz).

Le prove sperimentali realizzate variando le condizioni al contorno di funzionamento del prototipo hanno evidenziato che il fenomeno “Hooting” non è influenzato dalla geometria della cavità acustica formata da camera di combustione e camino in quanto variando la geometria del camino non varia la frequenza caratteristica del comportamento tonale e a parità di geometria di cavità acustica lo stesso bruciatore ha presentato per diverse potenze termiche di funzionamento diverse frequenze caratteristiche del comportamento tonale.

La pulsazione della miscela in ingresso della camera di combustione causata dalla presenza di un ventilatore, non influenza la presenza o meno dell'“Hooting” e non provoca variazioni della frequenza del comportamento tonale caratteristico.

L'“Hooting” è invece influenzato dalle condizioni di scambio termico, poiché la frequenza alla quale si manifesta dipende dalla potenza termica di funzionamento, dall'emissività del bruciatore, dalle dimensioni e dalle caratteristiche delle superfici della camera di combustione e inoltre, dallo scambio termico con la superficie del corpo del bruciatore.

Le simulazioni modali acustiche hanno confermato che le frequenze caratteristiche dell'“Hooting” sono troppo elevate perché il fenomeno possa essere causato da un'eccitazione dei modi acustici del sistema da parte delle perturbazioni emesse dalla fiamma. Inoltre è stato osservato che imporre un gradiente termico all'interno del dominio, invece di considerare un fluido omogeneo di temperatura media, provoca una generale diminuzione in frequenza dei modi acustici. Questo aspetto rende ancora più difficile l'utilizzo di metodi BEM o FEM per la costruzione di modelli CTA che prevedano, oltre all'utilizzo di sorgenti quadrupolo, la definizione di un dominio acustico non omogeneo.

I risultati ottenuti con il modello ibrido CFD/CTA, realizzato implementando l'analogia acustica di Lighthill estesa da Curle in un codice BEM, evidenziano che questa tipologia di simulazione non è adatta alla descrizione del fenomeno “Hooting”. I livelli di pressione ottenuti con le simulazioni effettuate alle potenze termiche di 1.5 kW, condizione di funzionamento caratterizzata sperimentalmente dalla presenza dell'instabilità “Hooting”, e 3 kW, condizione di funzionamento in cui l'“Hooting” non si manifesta, sono troppo elevati e non presentano le differenze osservate sperimentalmente.

Il calcolo del campo acustico all'interno della camera di combustione direttamente dalla pressione relativa ricavata dalla simulazione CFD, evidenzia la possibilità di trovare seppur a frequenze diverse (485 Hz e 680 Hz), un comportamento simile al fenomeno acustico oggetto di studio, inoltre i livelli di pressione acustica calcolati sono più consoni a quelli registrati sperimentalmente. I due comportamenti tonali a bassa frequenza (44 Hz, 235 Hz) presenti per entrambe le potenze di funzionamento simulate, sono causati dalla reazione chimica di combustione. L'ampiezza e la frequenza caratteristica di queste fluttuazioni è influenzata dalle condizioni di scambio termico a cui è sottoposta la fiamma e dalla convergenza dei risultati della simulazione CFD. Considerati gli

elevati tempi di calcolo richiesti per raggiungere la convergenza dei risultati, queste tecniche di simulazioni rimangono ancora inapplicabili a queste tipologie di problemi soprattutto in ambito industriale. Inoltre il fenomeno non stazionario “Hooting” si instaura esclusivamente per determinate potenze di funzionamento della caldaia, quindi per utilizzare queste simulazioni come strumento predittivo dei fenomeni d’instabilità, sarebbe necessario simulare tutte le possibili condizioni di funzionamento.

La seconda parte del lavoro di tesi è stata svolta con lo scopo di ottenere e validare, un metodo numerico per il calcolo del rumore emesso dalla bocca di mandata di ventilatori centrifughi, che possa essere utilizzato per l’ottimizzazione della geometria da un punto di vista acustico.

Il livello di potenza emesso dalla bocca di mandata del ventilatore è stato misurato con l’utilizzo del banco prova realizzato in accordo con la norma UNI EN ISO 5136. Il rumore del ventilatore, oltre che al variare della velocità di rotazione, è stato valutato anche al variare della portata attraverso l’utilizzo di una serranda. All’aumentare della velocità di rotazione del ventilatore la potenza sonora emessa aumenta e con essa la frequenza caratteristica della “Blade passing frequency” (B.P.F.). A parità di velocità di rotazione all’aumentare della portata il livello di potenza sonora emesso aumenta.

Per la modellazione del rumore dei ventilatori centrifughi sono stati realizzati dei modelli numerici accoppiati CFD/CAA implementando in un codice acustico BEM due diverse metodologie di accoppiamento (teoria di Lowson e analogia acustica di Ffowcs-Williams & Hawkings), ed è stato calcolato lo spettro del livello di pressione acustica direttamente dalle simulazioni CFD realizzate per questi modelli.

Le simulazioni CFD di tipo transiente, utilizzate sia per la realizzazione dei modelli ibridi CFD/CAA, che per il calcolo del livello di pressione direttamente dai risultati delle simulazioni fluidodinamiche, sono state realizzate per una velocità di rotazione della girante di 2880 r.p.m. e una portata di 0.312 kg/s, utilizzando diverse metodologie di calcolo della turbolenza (URANS k-epsilon, LES Upwind e LES High Resolution) per valutare quale metodo sia più adatto alla modellazione del campo sonoro.

I risultati di tutti i modelli accoppiati CFD/CAA realizzati sottostimano sia il contributo tonale legato alla B.P.F. che il contributo di rumore a banda larga legato alla turbolenza. I modelli CFD/CAA che permettono di ottenere la migliore correlazione tra spettro di pressione acustica calcolato e misurato, sono quelli realizzati utilizzando per il calcolo delle sorgenti acustiche le simulazioni CFD LES secondo l’analogia di Ffowcs-Williams & Hawkings. Gli spettri ottenuti con il BEM utilizzando le sorgenti calcolate con la simulazione LES Upwind, sottostimano il contributo tonale legato alla B.P.F. di circa 7 dB mentre complessivamente lo spettro è sottostimato di 4 dB. L’utilizzo della simulazione LES High Resolution per il calcolo delle sorgenti, permette di migliorare leggermente i risultati BEM presentando per i due contributi rispettivamente per la B.P.F. e il contributo a banda larga una sottostima di 6 dB e 2 dB. I risultati BEM ottenuti utilizzando per le sorgenti le simulazioni CFD URANS presentano alla frequenza della B.P.F. e della prima armonica, dei livelli simili a quelli calcolati con le simulazioni LES, mentre a tutte le altre frequenze gli spettri calcolati sono sottostimati di oltre 20 dB. Questi risultati sono giustificati dalla

metodologia di calcolo URANS che prevede la modellazione dell'intera scala della turbolenza a differenza del LES, in cui la turbolenza viene completamente risolta fino alla frequenza massima ammessa dal filtro spaziale e temporale utilizzato.

Per valutare se il modello ibrido riesce a descrivere correttamente il comportamento acustico dei ventilatori al variare delle condizioni di funzionamento è stata realizzata una simulazione CFD con metodologia di calcolo della turbolenza LES High Resolution per una velocità di rotazione della girante di 2400 r.p.m e una portata di 0.273 kg/s. I risultati ottenuti con questo modello ibrido pur continuando a sottostimare lo spettro di potenza (8 dB in meno per la B.P.F.; complessivamente 7 dB in meno), descrivono correttamente il comportamento osservato sperimentalmente, ovvero che al diminuire della velocità di rotazione la potenza acustica emessa dal ventilatore diminuisce.

Gli spettri di potenza acustica calcolati direttamente applicando la trasformata di Fourier alle fluttuazioni di pressione relativa, simulate con le analisi CFD, hanno evidenziato l'inapplicabilità di questo metodo quando alla sezione di uscita del ventilatore viene imposta una condizione di pressione statica nulla. Questa condizione, infatti, provoca uno smorzamento delle fluttuazioni di pressione che cresce al diminuire della distanza che gli elementi della mesh hanno rispetto alla sezione sulla quale è definita la condizione.

La seconda metodologia di accoppiamento utilizzata per le simulazioni ibride CFD/CAA è la teoria di Lowson, che permette a differenza dell'analogia acustica di Ffowcs-Williams & Hawkings di calcolare esclusivamente la potenza sonora emessa dal ventilatore in corrispondenza della B.P.F. e delle armoniche successive. Dai vari confronti realizzati tra livello di potenza sonora calcolata e misurata è emerso che la teoria di Lowson implementata in un codice acustico BEM, non rappresenta uno strumento affidabile per la valutazione del rumore tonale generato da un ventilatore. Questo risultato è giustificato probabilmente dal fatto che questa teoria nasce per lo studio del rumore dei compressori ed è stata adattata allo studio dei ventilatori. Probabilmente il modello presenta un'efficienza maggiore per ventilatori con condizioni di funzionamento più simili a quelle di un compressore, in cui si hanno alte velocità di flusso (sempre però per $Ma < 1$) e l'effetto di comprimibilità dell'aria non è trascurabile.

Sulla base dei risultati ottenuti si può affermare che l'implementazione in un codice acustico BEM dell'analogia acustica di Ffowcs-Williams & Hawkings si è dimostrato il metodo numerico più adatto tra quelli analizzati per la modellazione del rumore emesso dalla bocca di mandata dei ventilatori centrifughi.

Occorre comunque sottolineare che l'enorme sforzo computazionale richiesto dalle simulazioni CFD di tipo transiente, rende tutt'ora questo metodo numerico difficilmente applicabile ad un contesto industriale.

Per entrambe le tipologie di rumore prese in considerazione in questa tesi, è stato osservato che il calcolo del campo sonoro direttamente dalle simulazioni CFD richiede l'utilizzo di una condizione al contorno adeguata ad un'analisi di natura acustica. Un possibile sviluppo futuro potrebbe essere proprio quello di utilizzare una condizione di uscita che non provochi uno smorzamento delle fluttuazioni di pressione come accade quando si utilizza una condizione al contorno di pressione relativa nulla, ad esempio aggiungendo dopo la sezione d'uscita del modello uno strato di materiale poroso.

Tutte le simulazioni realizzate per il calcolo del campo acustico hanno evidenziato che esiste una dipendenza tra risultati acustici ottenuti e convergenza delle simulazioni CFD. Approfondire l'analisi della dipendenza che i risultati acustici hanno rispetto alla convergenza delle analisi CFD di tipo transiente è sicuramente un aspetto da approfondire.

APPENDICE A:

Modellazione numerica CFD

Nei prossimi paragrafi saranno descritte le metodologie numeriche termofluidodinamiche introdotte nel Capitolo 1 con particolare attenzione alle tecniche numeriche utilizzate per i modelli presentati nel Capitolo 3.

La fluidodinamica computazionale (CFD) è la tecnica che permette lo studio dei problemi di fluidodinamica mediante la risoluzione delle equazioni di Navier Stokes attraverso l'utilizzo di un calcolatore [24].

La risoluzione diretta delle equazioni di Navier-Stokes è praticamente possibile solo per problemi laminari (moto di Pouseuille) e geometrie semplici [26].

I flussi turbolenti che s'incontrano nelle applicazioni reali richiedono l'ausilio di modelli per la descrizione della turbolenza, che a seconda del problema da affrontare e del grado di precisione che si vuole ottenere, saranno più o meno onerosi dal punto di vista computazionale.

Di seguito saranno elencati i modelli di turbolenza più utilizzati.

A.1 DNS

Con il metodo "Direct Numerical Simulation" vengono risolte con il metodo dei volumi finiti direttamente le equazioni discretizzate di Navier-Stokes in ogni nodo della mesh. Occorrono mesh da milioni di elementi per ottenere un residuo (differenza tra la soluzione esatta e quella approssimata) adeguato. Non modella la turbolenza ma la risolve completamente e quindi restituisce risultati molto attendibili e coerenti con la realtà. Necessita comunque di elevati tempi di calcolo e sforzi computazionali troppo onerosi per applicazioni di tipo industriale [25], [26].

A.2 RANS

Il metodo "Reynolds Averaged Navier-Stokes" prevede la completa modellazione della turbolenza. E' il codice più utilizzato perché richiede minor tempo e minori sforzi computazionali rispetto al DNS e al LES. E' basato sul principio che un fluido turbolento se osservato in un tempo breve presenta delle oscillazioni turbolente attorno ad un valore medio (A.12) [25] [27]. La distribuzione statistica risulta in generale una gaussiana e lo scarto quadratico medio rappresenta la dispersione statistica delle fluttuazioni attorno alla media. Quindi tale scarto viene considerato come il riferimento fondamentale dell'intensità della turbolenza.

Quindi una generica grandezza $\phi(x, y, z, t)$ in moto turbolento può essere decomposta in una componente relativa alla sua media $\bar{\phi}$ e in una relativa alle fluttuazioni turbolente ϕ' :

$$\text{decomposizione di Reynolds} \Rightarrow \phi(x, y, z, t) = \bar{\phi} + \phi' \quad (A.1)$$

Dove $\bar{\phi}$ è il valor medio espresso come:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \phi(x, y, z, t) d\tau \quad \bar{\phi}' = 0 \quad (A.2)$$

in cui T è un generico periodo temporale di osservazione.

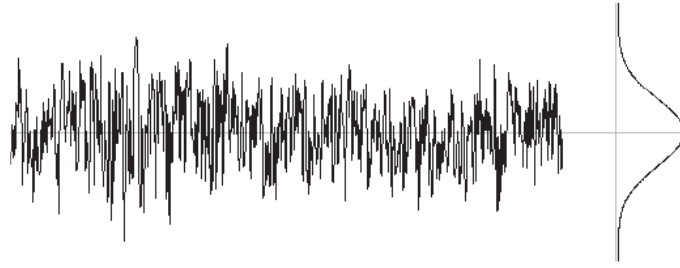


Figura A.1 - Oscillazioni turbolente in un generico periodo temporale

Nel caso di flussi transienti, alle equazioni che governano il metodo RANS viene applicata una media di assieme. In questo modo utilizzando le equazioni mediate è possibile risolvere anche le simulazioni transienti. Queste equazioni vengono chiamate Unsteady Reynolds “Averaged Navier-Stokes equativo” (URANS) [27]. Con questa semplificazione alle equazioni di Navier-Stokes vengono sostituite quelle di moto medio, e quindi viene risolto il campo di moto medio, ma vengono introdotti dei termini aggiuntivi che tengono conto dell'effetto della turbolenza. Questi termini vanno a costituire il tensore simmetrico degli sforzi di Reynolds:

$$\overline{\tau_{turb}} = \begin{bmatrix} \overline{\rho u' u'} & \overline{\rho u' v'} & \overline{\rho u' w'} \\ & \overline{\rho v' v'} & \overline{\rho v' w'} \\ & & \overline{\rho w' w'} \end{bmatrix} \quad (A.3)$$

Ora per risolvere queste nuove sei incognite si possono seguire due strade.

Il primo modo è la scelta dei RSM (Reynolds stress models): sono modelli che risolvono un'equazione di trasporto per ciascuno dei componenti del tensore degli sforzi di Reynolds. Quindi aggiungono sei equazioni di trasporto più un'equazione di trasporto per ε . Il problema presenta in questo modo sette equazioni aggiuntive da risolvere; ciò comporta un elevato sforzo computazionale spesso non necessario, tranne che per problemi di combustione in cui la turbolenza è fortemente anisotropa. La turbolenza con l'utilizzo di questi metodo viene comunque modellata con molta precisione, perché considerano l'anisotropia della turbolenza. Mentre i modelli con solo due equazioni di trasporto (per k ed ε) sono modelli isotropi.

Il secondo modo è utilizzare l'ipotesi di Boussinesq, riducendo il problema al calcolo della viscosità (fittizia) turbolenta μ_T :

$$\overline{\rho u' v'} = \mu_T \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (A.4)$$

Cioè l'ipotesi afferma che gli sforzi di taglio turbolenti agiscono come gli sforzi di taglio viscosi.

I termini di $\overline{\tau_{turb}}$ vengono così espressi come il prodotto del gradiente del moto medio e della viscosità turbolenta.

Le equazioni di Navier-Stokes vengono quindi risolte per il moto medio con la sostituzione di μ da parte di una viscosità effettiva $\mu_{eff} = \mu + \mu_T$.

In questo modo si riduce da sei a una il numero di incognite aggiuntive.

Da sottolineare che μ dipende dalla natura del fluido, mentre μ_T dipende dalla turbolenza. Per ricavare μ_T occorrono dei metodi di chiusura che differiscono principalmente dal numero di equazioni di trasporto utilizzate.

Questi, chiamati EVM (Eddy viscosity models), comprendono modelli a zero equazioni che utilizzano equazioni algebriche di tipo empirico. Sono adatti per strati limite non separati e per bassi gradienti di pressione. Sono di solito usati per inizializzare il campo di moto in modo da velocizzare la convergenza della soluzione.

Gli EVM includono anche i modelli a una e a due equazioni, che utilizzano le equazioni di trasporto e sono largamente utilizzati poiché permettono di ottenere un buon compromesso tra sforzo numerico e accuratezza computazionale.

Il modello k-epsilon è un modello a due equazioni in quanto presenta un'equazione di trasporto per l'energia cinetica turbolenta k e una per la velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ε

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{v} k) = \text{div}[\Gamma_k \text{grad } k] + S_k \quad (A.5)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{v} \varepsilon) = \text{div}[\Gamma_\varepsilon \text{grad } \varepsilon] + S_\varepsilon \quad (A.6)$$

dove

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}) \quad (A.7)$$

In questo modo la turbolenza viene modellata all'interno del campo di moto grazie alle due equazioni di trasporto e quindi è un metodo molto accurato.

La viscosità turbolenta è definita come:

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (A.8)$$

in cui $C_\mu = 0.09$ è una costante di proporzionalità, chiamata costante di modello.

È un codice robusto che raggiunge velocemente la convergenza ed è il più utilizzato nei problemi di turbomacchine.

Il k-epsilon presenta un limite e cioè la sua incapacità nel distinguere le zone laminari da quelle turbolente. Le equazioni di N-S sono risolte su tutto il campo di moto, compreso lo strato laminare, come se fosse tutto turbolento.

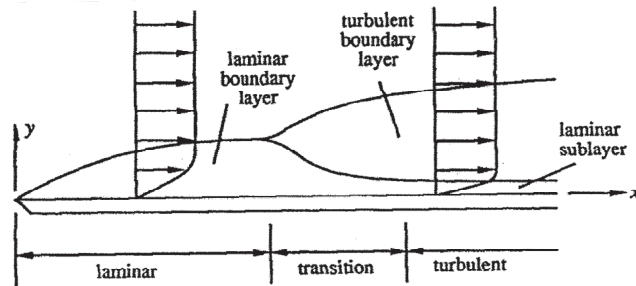


Figura A.2 - Rappresentazione dello strato limite in prossimità della parete.

In regime turbolento in realtà è presente lo strato limite (Figura A.2) composto da tre zone: strato limite turbolento (turbulent boundary layer), sottostrato limite laminare (laminar sublayer) e da una zona di transizione (buffer layer) fra i due strati precedenti, cioè è la zona di passaggio da moto laminare a turbolento.

Nello strato limite turbolento prevale la turbolenza, cioè gli sforzi di taglio turbolenti sono maggiori di quelli viscosi. Mentre nel sottostrato laminare avviene il contrario, in quanto è la zona fluida più vicina alla parete e quindi il moto che si presenta è di tipo laminare.

Lo strato limite può essere descritto matematicamente attraverso le funzioni di parete (wall functions) di Von Karman, basate sui seguenti parametri adimensionali: y^+ e u^+ :

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (A.9)$$

dove y^+ è la distanza adimensionale dalla parete, y è la distanza dalla parete, ν e ρ sono rispettivamente la viscosità cinematica e dinamica, u è la velocità locale del fluido mentre la velocità di taglio è data da $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{0.5}$.

Lo shear stress alla parete τ_w è definito come:

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (A.10)$$

cioè rappresenta lo sforzo che agisce sulla parete a causa dell'attrito viscoso.

Diagrammando u^+ in funzione di y^+ si ottiene la funzione di parete universale, rappresentata in Figura A.3.

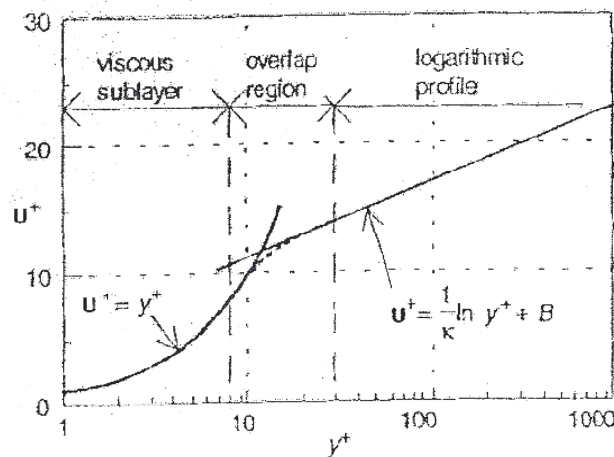


Figura A.3 - Funzione di parete universale.

Si possono distinguere 3 zone differenti:

- **1° zona:** relativa al sottostrato laminare, è valida per $y^+ < 5 \div 20$ e si presenta come una relazione lineare tra u^+ e $y^+ \Rightarrow u^+ = y^+$
- **2° zona:** relativa al buffer layer e compresa nell'intorno di $y^+ = 11.25$, punto in cui le due curve si intersecano.
- **3° zona:** relativa allo strato limite turbolento e valida per $20 < y^+ < 200 \div 300$, si presenta come una legge di tipo logaritmico:

$$u^+ = \frac{1}{K} \ln y^+ + B \quad (A.11)$$

dove K e B sono due apposite costanti.

Come detto in precedenza i modelli di turbolenza non sono in grado di descrivere in modo affidabile le zone prossime alle pareti, per ovviare al problema si inibiscono i modelli di turbolenza in prossimità delle pareti e si risolve il ‘viscous sublayer’ con formule semi-empiriche (wall function); per sapere dove sostituire il modello di turbolenza con le wall function si utilizza il parametro y^+ .

Il parametro y^+ indica, allora, come la griglia di calcolo si adatta al modello di turbolenza adottato e quindi se la mesh risolve o meno correttamente un certo campo di moto. Infatti esistono range ben precisi entro cui esso deve cadere. Per un modello di tipo $k-\epsilon$ ad esempio si deve avere $20-30 < y^+ < 200-300$.

Al di sotto del limite inferiore la griglia e quindi il modello di turbolenza viene sostituito dalla funzione di parete, mentre il limite superiore è posto in modo da avere almeno un punto griglia nello strato limite turbolento.

Entra a questo proposito in gioco la relazione fra la griglia di calcolo e il modello scelto: infatti è la distanza del primo punto griglia dalla parete a determinare il valore del parametro y^+ . Il problema è che esso non si può conoscere a priori, quindi bisogna realizzare la griglia, eseguire almeno una prima simulazione e vedere se il valore ricade nell’intervallo stabilito. In caso contrario va rifatta la griglia, rendendola più fitta vicino alle pareti.

Un altro metodo per ovviare al problema del K -epsilon è quello di considerare i modelli “Low Reynolds Number k -epsilon”. Questi modelli prevedono una speciale funzione di smorzamento che porta a zero il valore di μ_T mano a mano che ci si avvicina alla parete.

Le differenze tra questi modelli rispetto ai k -epsilon con wall function sono due: non vengono più utilizzate le funzioni di parete e inoltre la mesh si estende fino in prossimità della parete e quindi il primo punto griglia deve avere $y^+ < 1-2$.

A.3 LES

Il modello di turbolenza “Large Eddy Simulation” richiede un minor sforzo computazionale rispetto al DNS, in quanto è basato sulla risoluzione numerica dei vortici turbolenti più grandi mentre quelli più piccoli vengono modellati [26]. La giustificazione di tale approccio è basata sull’assunzione che in un moto turbolento le strutture di più grande scala (grandi vortici), responsabili principali del trasporto convettivo di quantità di moto ed energia turbolenta, non si prestano ad essere modellate, in quanto sono altamente anisotrope e vanno quindi simulate in modo esplicito; mentre le strutture di piccola scala sono isotrope e indipendenti dal problema in esame, per cui possono essere modellate più semplicemente [28].

Per compiere questa selezione il LES utilizza un filtro spaziale; l’applicazione del filtro alla generica grandezza $\phi(x, y, z, t)$ genera tale scomposizione:

$$\phi(x, y, z, t) = \langle \phi(x, y, z, t) \rangle + \phi'(x, y, z, t) \quad (A.12)$$

dove $\langle \phi(x, y, z, t) \rangle$ è la componente filtrata o risolta, mentre $\phi'(x, y, z, t)$ è la componente residua o irrisolta.

Le equazioni di bilancio per il LES sono ottenute 'filtrando' le equazioni di Navier-Stokes nello spazio. Il processo di filtraggio è operato dalla mesh che separa i vortici piccoli da quelli grandi in base alla dimensione degli elementi.

Il LES ha lo svantaggio di non poter essere utilizzato per studi di perfezionamento e di sensibilità della griglia, in quanto il risultato del LES dipende dalla risoluzione della griglia. Due simulazioni su griglie differenti non sono infatti confrontabili perché risolvono due diverse scale di turbolenza. Per svincolarsi da questo problema si dovrebbe utilizzare un filtro indipendente dalla dimensione della mesh, ma in questo modo i tempi di calcolo aumenterebbero eccessivamente.

La turbolenza presenta due scale fondamentali dei vortici:

- scala integrale della turbolenza (L): corrisponde alle dimensioni delle strutture geometriche presenti nel dominio di interesse;
- scala dissipativa o di Kolmogorov (η): caratterizza le più piccole strutture spaziali che possono esistere nel campo di moto.

L'energia meccanica E fornita al fluido da processi esterni (gradienti di pressione o agitazione meccanica), subisce una progressiva degradazione in energia termica, per mezzo degli attriti viscosi, attraverso una cascata di scale da L fino a η (Figura 1.1).

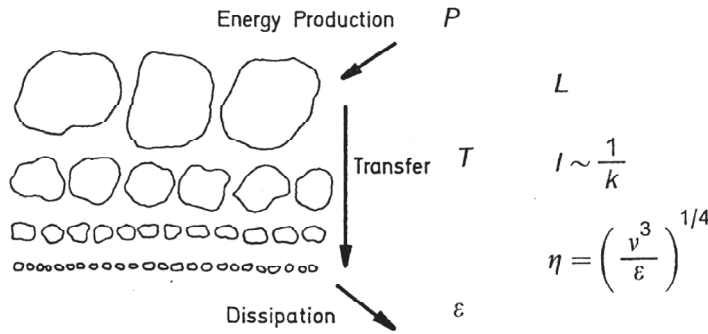


Figura 1.1 - Schema della cascata di scale nella turbolenza (Kolmogorov)

Nel caso di turbolenza sviluppata, in cui la parte di energia dei vortici di scala L dissipata in calore è trascurabile, e di condizioni di equilibrio locale, cioè in uno stato statisticamente stazionario e in assenza di trasporto convettivo e diffusivo, i termini di dissipazione dell'energia da parte delle scale L ed η si equivalgono:

$$-\tau_{ij}\langle S_{ij} \rangle - \rho\varepsilon = 0 \quad (A.13)$$

dove τ_{ij} è il tensore degli sforzi turbolenti, $\langle S_{ij} \rangle$ è il tensore della velocità di deformazione medio, o di grande scala, ρ è la densità del fluido ed ε è la velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta.

A questo punto viene applicato il filtro dell'espressione (A.12) alle equazioni di Navier-Stokes per ottenere le equazioni di bilancio per il LES. In particolare considerando l'equazione del moto:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (A.14)$$

la rispettiva forma filtrata è:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\langle u_i \rangle) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle) = -\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{ij} \quad (A.15)$$

E' un'equazione simile all'equazione primitiva di Navier-Stokes con la differenza che le funzioni incognite non sono velocità e pressioni primitive, ma le loro versioni filtrate; inoltre compaiono i gradienti degli sforzi τ_{ij} che nascono dalla non linearità dell'equazione (A.14).

Si dimostra che gli sforzi τ_{ij} si possono scrivere come somma di tre termini:

$$\text{Termini di Leonard:} \quad L_{ij} = \langle \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle \rangle - \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle \quad (A.16)$$

$$\text{Termini incrociati:} \quad C_{ij} = \langle \langle u_i \rangle u'_j \rangle - \langle u'_i \langle u_j \rangle \rangle \quad (A.17)$$

$$\text{Termini irrisolti:} \quad R_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle \quad (A.18)$$

I termini di Leonard contengono solo grandezze filtrate e non richiedono quindi alcuna modellazione dei termini irrisolti, i termini incrociati sono costituiti da una combinazione di grandezze risolte e irrisolte, mentre i termini irrisolti contengono solo termini irrisolti.

Utilizzando un metodo ai volumi finiti, una notevole semplificazione si realizza se filtro e griglia coincidono, cioè se si identifica il filtro spaziale con la media su ciascun volume, implicita nel processo stesso di discretizzazione indipendente dal modello di turbolenza; infatti in tal caso i termini di Leonard e incrociati si annullano e quindi gli sforzi τ_{ij} si riducono ai soli termini irrisolti R_{ij} e vengono chiamati termini *sub-grid*.

Questi termini vengono ora modellati con l'ipotesi di Boussinesq, la quale afferma che la parte deviatorica del tensore degli sforzi τ_{ij} è proporzionale alla parte deviatorica del tensore della velocità di deformazione di grande scala:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\mu_s \left[\langle S_{ij} \rangle - \frac{1}{3} \delta_{ij} \langle S_{kk} \rangle \right] \quad (A.19)$$

dove δ_{ij} è il delta di Kronecker e μ_s è detta viscosità sub-grid.

Con tale espressione si ottiene la versione a viscosità sub-grid delle equazioni di Navier-Stokes filtrate

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\langle u_i \rangle) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle) = -\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_s) \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] \quad (A.20)$$

Questa espressione è analoga alla equazione primitiva (2.4), salvo che tutte le variabili sono variabili filtrate e la viscosità dinamica μ è sostituita dalla viscosità totale $\mu + \mu_s$.

Ora per ottenere la “chiusura” delle equazioni del moto occorre esprimere la viscosità sub-grid in funzione dei termini risolti (filtrati).

Uno dei metodi di filtraggio più utilizzati è quello di Smagorinsky, che esprime la viscosità sub-grid come prodotto della densità, del quadrato di una scala di lunghezza e di una velocità di deformazione:

$$\mu_s = \rho(C_s \Delta)^2 [2\langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle]^{\frac{1}{2}} \quad (A.21)$$

in cui Δ è l'ampiezza locale del filtro (in particolare, la dimensione media della griglia di calcolo se si adotta il metodo dei volumi finiti con filtraggio implicito), C_s è una costante dell'ordine di 10^{-1} e $2\langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle$ è l'invariante quadratico del tensore della velocità di deformazione di grande scala $\langle S_{ij} \rangle$.

Per prendere in considerazione l'attenuazione delle scale della turbolenza dovuta alla vicinanza di pareti solide, il modello di Smagorinsky è modificato moltiplicando la scala spaziale $C_s \Delta$ per la funzione di smorzamento proposta da Van Driest:

$$f_\mu = 1 - e^{-\frac{y^+}{A^+}} \quad (A.22)$$

In cui y^+ è la distanza adimensionale dalla parete e A^+ è una costante pari a 25. Considerando gli spettri della turbolenza, il LES-Smagorinsky ha un limite di validità espresso dalla frequenza massima modellabile dei vortici turbolenti (A.23). Se si considera l'ipotesi di Taylor della turbolenza congelata, secondo cui la distribuzione temporale osservata in un punto P fisso nello spazio è quella che sarebbe rilevata se il campo di moto fosse "congelato" e traslato di fronte a P con velocità convettiva U, la frequenza massima può essere espressa come:

$$f_k = \frac{U}{\eta} \quad [Hz] \quad (A.23)$$

Considerando di poter esprimere i vortici di piccola scala come: $\eta \approx (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$, l'espressione (A.24) diventa:

$$f_k = \frac{U}{\eta} \approx \frac{U}{\left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}}} \quad [Hz] \quad (A.24)$$

in cui ν [m^2/s] è la viscosità cinematica del fluido.

Il valore di f_k è direttamente calcolabile se si ricava il valore della velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ε .

Nel caso di turbolenza sviluppata, solo una frazione trascurabile dell'energia meccanica immessa è direttamente degradata in calore da effetti viscosi. Se si considera inoltre che i termini di Leonard e incrociati sono nulli in quanto la griglia di calcolo coincide con il filtro spaziale si ottiene la (A.28).

$$\rho\varepsilon = 2\mu_s \langle S_{ij}' S_{ij}' \rangle \approx \langle \Phi \rangle \quad (A.25)$$

Dove Φ può essere espresso come:

$$\langle \Phi \rangle = 2\mu_s \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle + 2\mu_s \langle S_{ij}' S_{ij}' \rangle \quad (A.26)$$

In condizioni di equilibrio locale, cioè in uno stato (statisticamente) stazionario e in assenza di trasporto convettivo e diffusivo, si dimostra che:

$$-\tau_{ij} \langle S_{ij} \rangle = \rho\varepsilon \quad (A.27)$$

quindi sostituendo la (A.28) e la (A.29) nella (A.27) si ottiene:

$$-\tau_{ij}\langle S_{ij} \rangle = 2\mu_s \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle \quad (A.28)$$

combinando le equazioni (A.13) e (A.28) si ricava che l'invariante quadratico è uguale al termine di dissipazione dell'energia da parte della scala η :

$$2\mu_s \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle = \rho \varepsilon \quad (A.29)$$

Ora, elevando al quadrato l'equazione (A.22), moltiplicandola sia a destra che a sinistra per μ_s e ricavando il termine $2\langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle$ dall'espressione (A.29) si ottiene:

$$\mu_s^3 = \rho^2 (C_s \Delta)^4 \rho \varepsilon \quad (A.30)$$

Dalla quale si ricava ε in funzione della densità del fluido, della viscosità sub-grid e della scala spaziale:

$$\varepsilon = \frac{\mu_s^3}{\rho^3 (C_s \Delta)^4} \quad (A.31)$$

A.4 DES

Il metodo Detached Eddy simulation è una formulazione ibrida che accoppia le formulazioni RANS e LES [29]. Questo metodo è utilizzato per problemi con elevati numeri di Reynolds e prevede la separazione del dominio fluido in base alla dimensione delle strutture turbolente e delle strutture geometriche che le generano. Il metodo RANS viene utilizzato all'interno degli strati limite vicino alle pareti rigide unite o divise, mentre il LES viene utilizzato all'interno delle regioni nel quale è stato suddiviso il dominio. Questo metodo permette di ridurre gli sforzi computazionali richiesti per la risoluzione del problema, ma allo stesso suddividere il dominio adeguatamente è un'operazione delicata e al tempo stesso complicata.

A.5 SAS

Il modello Scale-Adaptive Simulation è un'evoluzione del metodo RANS non stazionario (URANS) che permette il calcolo dello spettro di turbolenza nel caso di flussi in condizioni non stazionarie [30]. Questo metodo è basato sull'introduzione della Von Karman Length-Scale nell'equazione della scala turbolenta. La lunghezza di Von Karman permette al modello SAS di adattarsi dinamicamente risolvendo le strutture turbolente con una formulazione URANS, che permette di ottenere risultati simili a quelli ottenuti con il LES nelle regioni di fluido non stazionarie, mantenendo però la stessa capacità di risoluzione del metodo RANS per regioni di fluido stazionario.

A.6 Advection scheme

Tutte le equazioni di trasporto come lo sono quelle di Navier-Stokes possono essere riscritte in forma conservativa, nel seguente modo:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \phi) + \text{div}(\rho \bar{v} \phi) = \text{div}[\Gamma \text{grad} \phi] + S \quad (A.32)$$

Dove Γ è la diffusività.

Nell'espressione da sinistra verso destra compaiono: il termine di accumulo o non stazionario; il termine convettivo, quello diffusivo e il termine sorgente [26].

Questi quattro termini sono discretizzati in modo da poter essere risolti da un calcolatore, in particolare per il termine convettivo si possono scegliere tre modalità differenti [25]:

- **Upwind:** considera solo il flusso a monte degli elementi in esame. Il valore nodale di una generica variabile ϕ viene cioè calcolato in base al valore che essa assume nel nodo immediatamente a monte.

$$\phi_E = \phi_P \quad (A.33)$$

Dove il pedice E rappresenta il nodo a monte del nodo P .

È uno schema del primo ordine, robusto, va a convergenza rapidamente, con bassi valori del residuo e con un basso onere computazionale. Garantisce l'assenza di fenomeni non fisici ma è soggetto a diffusione numerica. Si adatta bene ed è accurato per flussi all'interno di condotti, caratterizzati da una direzione prevalente, meno alle turbomacchine perché presentano campi di moto più complessi.

- **SBF (Specified Blend Factor):** richiede di settare una variabile β che può assumere valore zero (corrisponde a un modello Upwind con accuratezza del primo ordine) o uno (accuratezza del secondo ordine, ma non corrispondente ad un High Resolution). Nel passaggio dall'uno all'altro aumentano l'accuratezza e il costo computazionale, ma la robustezza può diminuire e si possono originare fenomeni non fisici.

$$0 \leq \beta \leq 1 \quad \phi_E = \phi_P + \beta \nabla \phi \vec{r} \quad (A.34)$$

Dove $\vec{r}$ è il vettore direzione del flusso.

- **High Resolution:** ha una accuratezza superiore allo Specified Blend Factor, essendo infatti del secondo ordine. La formulazione di questo schema parte da quella precedente, con la differenza che viene ricercato localmente il β più opportuno e prossimo a uno, compatibilmente con la soluzione ricercata. Può presentare problemi di convergenza.

A.7 Modelli di interazione rotore-statore

Una turbomacchina è solitamente composta da componenti in moto relativo fra loro, di solito uno o più componenti rotorici e uno o più statorici. La simulazione numerica delle macchine a fluido presenta dunque un'interazione fra un sistema di riferimento assoluto (AFR) e uno relativo (RFR). Due sono gli approcci che si possono seguire [31]:

- I. **Soluzione stazionaria di un componente singolo:** ogni componente viene risolto nel proprio sistema di riferimento, senza considerare la loro reciproca influenza. Presenta una certa semplicità di simulazione ed inoltre si può ottenere anche una valutazione delle prestazioni del componente. Ma questo metodo è un'approssimazione perché non si considera l'interazione rotore-statore e quindi occorre fare delle ipotesi

sulle condizioni al contorno su ogni componente, spesso non veritiere di quello che succede nella realtà.

- II. **Approccio MFR (Multiple Frame of Reference):** si fanno interagire fra loro un componente statorico e uno rotorico, senza perdere il vantaggio di risolvere ognuno nel proprio sistema di riferimento. Per fare ciò si utilizza una superficie di separazione rotore-statore, su dove far avvenire il cambio di sistema di riferimento per passare da un componente ad un altro.

Di questo approccio fanno parte:

- **Modello Mixing Plane (Stage):** è un approccio stazionario basato su una fenomenologia di tipo fisico (il miscelamento), modellizzata numericamente. Quindi viene considerata la condizione di *mixed out*: è la condizione in cui due flussi inizialmente disuniformi si sono uniformati. Quando le proprietà medie diventano rappresentative del flusso istantaneo allora si è raggiunta la condizione di mixed out. Il modello mixing plane impone sulle superfici di separazione (rotore-statore) la precedente condizione, anche se in realtà non è avvenuto il miscelamento. L'introduzione del miscelamento comporta delle perdite puntuali fittizie che non esistono che causano una distribuzione delle perdite sull'intero stadio differente da quella reale. Per avere in uscita dal componente un flusso che sia rappresentativo della condizione mixed out, il modello effettua una media circonferenziale delle proprietà del flusso. La media circonferenziale rende il problema assialsimmetrico; in questo modo la soluzione del problema accoppiato rotore+statore diventa indipendente dalla posizione reciproca dei due componenti. Questo in realtà non è vero in quanto le prestazioni variano al variare della posizione relativa di rotore e statore. Inoltre tra gli svantaggi si può ricordare che ha un onere computazionale più elevato rispetto ad una singola simulazione frozen rotor e che più gli effetti non stazionari sono importanti (soprattutto fuori progetto) più la simulazione tende a non rappresentare la realtà. Tra i vantaggi citiamo che è una simulazione stazionaria, è basata su una fenomenologia fisica e occorre una sola simulazione per valutare le prestazioni della macchina.
- **Modello Frozen Rotor:** è ancora un modello stazionario, che però risolve l'accoppiamento rotore/statore tenendo in considerazione la posizione relativa fra i componenti. Il modello va a "congelare" il rotore in varie posizioni relative rispetto alla voluta, in cui va a risolvere il campo di moto. Cioè viene imposto un $\Delta\theta$ (theta shift) che durante la rotazione della macchina va a definire le posizioni di osservazione.

$$\omega = \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \quad (A.35)$$

Si nota che imponendo un $\Delta\theta$ è come se si imponesse un Δt in quanto la velocità angolare ω è costante. Perciò, siccome la posizione

angolare dipende dal tempo, è come considerare vari istanti stazionari; è questo il motivo per cui il frozen rotor è definito come un modello quasi stazionario.

Questo approccio è più fedele alla realtà per lo stesso motivo detto precedentemente.

Anche in questo caso viene considerata una superficie di interfaccia di interazione, ma la media circonferenziale viene sostituita con il modello di trasporto delle scie: cioè si basa nel riportare i triangoli di velocità in uscita da un componente al componente successivo, senza alterazioni degli angoli e della cinematica.

Questo fatto, da un punto di vista energetico, non ha molto senso, in quanto all'uscita del rotore è già presente una serie di fenomeni fluidodinamici (miscelamento, perdite di carico per brusco allargamento o restringimento della sezione di passaggio) che il frozen rotor non modella.

Un altro limite è la necessità di realizzare un certo numero di simulazioni anziché una unica del mixing plane (aumentano i tempi di calcolo).

- **Modello transitorio (transit):** si basa ancora su una interfaccia di scambio fra AFR e RFR, non facendo però assunzioni e procede con la risoluzione non stazionaria delle equazioni di N-S per istanti di tempo successivi. Questo però comporta lunghi tempi di calcolo prima di raggiungere una situazione stabile, con oscillazioni che tendono via via a smorzarsi fino alla stabilizzazione completa. Questo approccio è dunque accurato ma anche computazionalmente molto dispendioso in termini di tempo e risorse di calcolo. In definitiva, a chi esegue la simulazione anche in questo caso spetta la scelta del modello più opportuno per la soluzione del problema in esame. Nel caso dell'approccio di tipo mixing-plane va posta inoltre particolare attenzione alla posizione del piano di scambio.

APPENDICE B:

Modellazione numerica CAA e CTA

In analogia con quanto fatto per le simulazioni CFD, in questa appendice saranno descritte le tecniche numeriche utilizzabili in acustica per la descrizione dei problemi aeroacustici computazionali (CAA) e termoacustici computazionali (CTA), introdotte nel Capitolo 1.

La CAA e la CTA sono simulazioni in frequenza che partendo dalle sorgenti acustiche presenti nel dominio di calcolo, calcolano il campo di pressione acustica.

Per valutare correttamente le sorgenti sonore che contribuiscono alla generazione di rumore, è necessario che le caratteristiche fisiche del problema siano adeguatamente simulate. E' essenziale quindi cogliere adeguatamente le turbolenze, le reazioni chimiche e gli scambi termici presenti nella regione fluida di interesse. Le equazioni generali che governano tutti questi fenomeni fisici in una regione fluida sono le equazioni di Navier-Stokes. Le simulazioni CAA e CTA necessitano quindi di una soluzione CFD transitoria nel campo di moto [32].

Il costo computazionale delle simulazioni CTA e CAA per molti problemi ingegneristici può essere ridotto se sono presenti elevate differenze tra gli ordini di grandezza delle variabili fluidodinamiche (basti confrontare la velocità del suono con quella del campo di moto) e quelli delle variabili acustiche. In queste condizioni è possibile considerare il fluido come incomprimibile e scomporre il problema in due modelli risolvibili separatamente (metodo accoppiato CFD-CAA o CFD-CTA). Il primo modello è di tipo CFD e la sua risoluzione è governata dalle equazioni di Navier-Stokes, mentre il secondo modello è governato dalla risoluzione dell'equazione delle onde non omogenea (simulazione acustica).

Di seguito verranno presentati e descritti alcuni dei codici numerici più utilizzati per la risoluzione dell'equazione d'onda non omogenea.

B.1 BEM

Il metodo degli elementi al contorno (BEM) è un metodo numerico di calcolo basato sulla risoluzione della formulazione integrale diretta o indiretta dell'equazione di Helmholtz non omogenea (A.1) [33].

$$\nabla^2 p + k_0^2 p = -\delta(\vec{r}, \vec{r}_a) \quad (A.1)$$

Dove $\delta(\vec{r}, \vec{r}_a)$ è la delta di Dirac e $k_0 = \omega/c_0$ è il numero d'onda.

$\vec{r}$ ed $\vec{r}_a$ sono rispettivamente la distanza fra il punto del dominio chiuso in esame e l'origine del sistema di riferimento e la distanza fra sorgente e origine.

Il metodo BEM mette in relazione la distribuzione delle variabili di campo nel dominio continuo (pressione, velocità di particella ecc...) con la distribuzione di alcune grandezze di campo (in genere velocità di particella) sul contorno del dominio in esame. Questo metodo prevede infatti la discretizzazione esclusivamente del contorno del dominio, mentre il volume all'interno delle superfici non viene discretizzato.

La procedura di risoluzione prevede prima la determinazione delle variabili sul contorno discretizzato, poi le variabili di campo sono calcolate in ogni punto del

dominio, attraverso l'elaborazione, utilizzando la formulazione integrale, dei risultati ottenuti inizialmente sul contorno.

La formulazione integrale utilizzata nell'approccio BEM è basata sull'utilizzo della funzione di Green. La funzione di Green $G(\vec{r}, \vec{r}_a)$ è una funzione che soddisfa l'equazione di Helmholtz non omogenea (A.2) e la condizione di radiazione di Sommerfield (A.3):

$$\nabla^2 G(\vec{r}, \vec{r}_a) + k_0^2 G(\vec{r}, \vec{r}_a) = -\delta(\vec{r}, \vec{r}_a) \quad (A.2)$$

$$\lim_{|\vec{r} - \vec{r}_a| \rightarrow 0} |\vec{r} - \vec{r}_a| \left(\frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}_a)}{\partial |\vec{r}|} + j k_0 G(\vec{r}, \vec{r}_a) \right) = 0 \quad (A.3)$$

La funzione di Green rappresenta quindi la pressione in campo libero alla posizione $\vec{r}$ dovuta ad una sorgente puntiforme posizionata in $\vec{r}_a$.

Lo studio di problema termoacustico (CTA) o aeroacustici (CAA) può essere eseguito esclusivamente attraverso l'utilizzo della formulazione integrale diretta di un codice BEM.

Applicando la seconda identità di Green all'equazione di Helmholtz riformulata con l'utilizzo della funzione di Green si ottiene la formulazione integrale diretta:

$$\int_{\Omega} \left(p(\vec{r}_a) \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}_a)}{\partial n} - G(\vec{r}, \vec{r}_a) \frac{\partial p(\vec{r}_a)}{\partial n} \right) d\Omega = 0 \quad (A.4)$$

In cui Ω è la superficie che racchiude il dominio di interesse ed n è la sua normale uscente.

Sfruttando le proprietà della funzione di Green, la precedente espressione si riscrive nella seguente forma:

$$C(\vec{r})p(\vec{r}) = \int_{\Omega} \left(p(\vec{r}_a) \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}_a)}{\partial n} - G(\vec{r}, \vec{r}_a) \frac{\partial p(\vec{r}_a)}{\partial n} \right) d\Omega \quad (A.5)$$

dove

$$C(\vec{r}) = \begin{cases} 1 & \text{se } \vec{r} \in V \\ 0.5 & \text{se } \vec{r} \in \Omega \\ 0 & \text{se } \vec{r} \notin \Omega \text{ e } V \end{cases} \quad (A.6)$$

mentre V è il volume in esame circoscritto dalla superficie Ω .

Il primo termine a destra della (A.5) rappresenta la sorgente dipolo mentre il secondo è la sorgente monopolo.

Tale formulazione stabilisce che per ogni campo di pressione che soddisfa l'equazione di Helmholtz e la condizione di Sommerfield, la pressione acustica in qualunque punto del dominio può essere determinata dalla distribuzione di pressione e dalla velocità di particella normale alla superficie Ω .

La formulazione diretta presuppone che la superficie in esame sia chiusa, quindi il BEM diretto può essere applicato solo a problemi interni o esterni e non combinati, per i quali invece si utilizza la formulazione indiretta. Il termine diretto indica che le variabili al contorno (pressione e velocità di particella) hanno un reale significato fisico. Si dimostra che tale formulazione può essere applicata anche a domini il cui contorno è caratterizzato da spigoli (in cui quindi non è unica la normale alla superficie).

Il metodo degli elementi al contorno è più efficace di altri metodi in termini di risorse di calcolo (ad esempio elementi finiti (FEM)), per problemi in cui vi è un piccolo rapporto superficie/volume. Tuttavia, per problemi interni in cui il volume è comparabile con la superficie di contorno, il metodo BEM è molto meno efficiente rispetto ai metodi che discretizzano tutto il volume di calcolo (FEM). Le formulazioni di tipo BEM, infatti, sono caratterizzate da matrici completamente popolate. Ciò significa che i requisiti di archiviazione e di tempo di calcolo aumentano con il quadrato della dimensione del problema. Al contrario, le matrici degli elementi finiti sono tipicamente a bande (gli elementi sono collegati solo a livello locale) e i requisiti di archiviazione per questa tipologia di matrici crescono quasi linearmente con la dimensione del problema. Tecniche di compressione possono essere utilizzate per migliorare questi problemi, anche se con un aumento di complessità e con un tasso di successo che dipende fortemente dalla natura del problema da risolvere e dalla geometria coinvolta.

B.2 DRBEM

Nel metodo BEM il dominio su cui è risolto il modello deve essere omogeneo. Questa caratteristica diventa importante nel caso in cui si debba utilizzare il BEM per problemi in cui sia presente un gradiente di temperatura come ad esempio accade per i problemi di combustione. Non prendere in considerazione il gradiente di temperatura provoca degli errori di valutazione del campo acustico in quanto la rifrazione delle onde non viene presa in considerazione. A questo scopo sono stati sviluppate dei codici numerici che permettono di simulare fluidi non omogenei, partendo dalla formulazione integrale dell'equazione delle onde caratteristica del BEM. Uno di questi metodi è il Dual Reciprocity Boundary Element Method, che prevede la descrizione della non omogeneità della temperatura del dominio fluido, attraverso un termine integrale aggiuntivo nella parte destra della formulazione integrale diretta BEM [34].

B.3 ESM

Il metodo delle sorgenti acustiche equivalenti (ESM) si basa sul principio di sostituire le sorgenti acustiche originali con un sistema di multipoli la cui ampiezza è determinata in modo da soddisfare le condizioni al contorno impostate sulla superficie di controllo del problema [35]. Quando le condizioni al contorno sono riprodotte esattamente, la radiazione del campo sonoro delle sorgenti multipolo è esattamente uguale a quella irradiata dalle sorgenti originali. Solitamente la condizione al contorno non è ricostruita esattamente ma si ottiene un certo errore. L'ampiezza dei multipoli viene calcolata proprio minimizzando l'errore che si ottiene sui valori calcolati per la superficie di contorno.

B.4 APE

Le equazioni di perturbazione acustica sono un sistema di equazioni realizzato per lo studio del campo acustico all'interno di un fluido reattivo non omogeneo e irrotazionale. Dalla nascita dell'aeroacustica e quindi dalla formulazione della teoria di Lighthill, sono stati sviluppati molti modi per la valutazione della parte destra dell'equazione non omogenea delle onde e quindi per la valutazione delle sorgenti. Nei fluidi non omogenei, infatti, oltre alle sorgenti "reali" si hanno una

serie di “pseudo” sorgenti come la rifrazione e la convezione. Le APE sono equazioni in cui le “pseudo” sorgenti sono separate da quelle reali e sono spostate nella parte sinistra dell’equazione delle onde non omogenea, lasciando nella parte destra esclusivamente le sorgenti reali [36].

BIBLIOGRAFIA

- [1] Anna Schwarz, Johannes Janicka; *"Combustion noise"*; Springer 2009.
- [2] James Seebold; *"Combustion-driven oscillation in process heaters"*; article number 200507, IFRF Combustion Journal
- [3] K. SHIODA et Al.; *"Numerical analysis of combustion oscillation stabilization by Helmholtz oscillation control"*; Jpn. Soc. Mech. Eng. Vol. 69 No. 681 (2003), pp.1254-1261.
- [4] James Seebold; *"What is the Rayleigh criterion for combustion-driven oscillation"*; File 295, IFRF on line combustion book.
- [5] <http://it.wikipedia.org/wiki/Combustione>
- [6] H.R.N. Jones; *"The application of combustion principles to domestic gas burner design"*; Città studi edizioni, First published 1989 by E&F.N. Spon Ltd.
- [7] C. Ortolani; *"Combustione, Fondamenti e applicazioni"*; Città studi edizioni, Terza edizione.
- [8] A.Di Benedetto, F.S.Marra, G.Russo; *"Spontaneous oscillations in leanpremixed combustion"*, Combustion Science and Technologies, 174(10):1-18, 2002
- [9] A.Di Benedetto, F.S.Marra, G.Russo; *"Bifurcation analysis of lean premixed combustion of hydrogen/propane mixtures"*, Combustion Science and Technologies, 177: 413–434, 2005.
- [10] V. Di Sarli, F. S. Marra and A. Di Benedetto; *"Spontaneous Oscillations in Lean Premixed Combustors: CFD Simulation"*, Combustion Science and Technologies, 179: 2335–2359, 2007.
- [11] V. Di Sarli, A. Di Benedetto, F.S. Marra; *"Influence of system parameters on the dynamic behaviour of an LPM combustor: Bifurcation analysis through CFD simulations"*, Combustion Theory and Modelling Vol. 12, No. 6, 2008, 1109–1124.
- [12] Murugappan S., Gutmark E.J; *"Extremum-seeking adaptive controller for swirl-stabilised spray combustion"*, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 28, Issue 1, Pages 731-737, 2000.
- [13] Peter K. Baade; *"How to solve abnormal combustion noise problems"*; Sound and Vibration, July 2004.
- [14] Peter K. Baade; *"Demonstration of tricks and tools for solving self excited combustion oscillation problems"*; Dearborn, Michigan, NOISE-CON 2008.

- [15] *Ansys CFX-Solver Modelling guide*; Chapter 12 Aerodynamic noise Analysis.
- [16] M.J. Lighthill; *"On sound generated aerodynamically", "I General Theory"*; Departements of Mathematics, University of Manchester 1951.
- [17] M.J. Lighthill; *"On sound generated aerodynamically, II Turbulence as a source of sound"*; University of Manchester 1951.
- [18] http://en.wikipedia.org/wiki/Computational_Aeroacoustics
- [19] N.Curle; *"The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound"*; Departements of Mathematics, University of Manchester 1955.
- [20] C. Schram; *"A boundary element extension of Curle's analogy for non-compact geometries at low-Mach numbers"*; Science Direct 2008.
- [21] Rafael Piscoya et al.; *"Equivalent source method and boundary element method for calculating combustion noise"*; Acta Acustica united with Acustica vol.94-2008.
- [22] F.Flemming, et al.; *"Investigation of combustion noise using LES/CAA hybrid approach"*; Science Direct 2007.
- [23] Max Stauffer et al.; *"On the simulation of premixed flames and coupling of large Eddy Simulation with computational Aeroacoustics"*; Acta Acustica united with Acustica vol.95-2009.
- [24] http://it.wikipedia.org/wiki/Fluidodinamica_computazionale
- [25] Appunti del corso: Termofluidodinamica Numerica, Università degli studi di Ferrara (sessione 2007-2008).
- [26] Ansys CFX-12 Guide, Turbulence Model.
- [27] Ansys CFX-12 Guide, Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) Equations.
- [28] M. Ciofalo, *"La turbolenza e i suoi modelli"*, cap. 5.
- [29] Ansys CFX-12 Guide, *"Detached Eddy Simulation Theory"*.
- [30] Ansys CFX-12 Guide, *"Scale Adaptive Simulation Theory"*.
- [31] Appunti del corso: progettazione fluidodinamica, Università degli studi di Ferrara (sessione 2010-2011).
- [32] Christopher K.W. Tam, Department of Mathematics, Florida State University, Computational Aeroacoustics: An Overview (2001).
- [33] LMS International, *"Numerical Acoustics Theoretical Manual"*.

- [34] Rafael Piscoya, *"Determination of the Far Field Sound Radiation from Flames Using the Dual Reciprocity Boundary Element Method"*, ACTA ACUSTICA UNITED WITH ACUSTICA Vol. 95 (2009) 448 – 460.
- [35] Polacsek C., *"CFD-BEM coupling for computing noise radiated from engine inlets"* Proceedings Computational Aeroacoustics- Euromech 449, Chamonix, France.
- [36] R. Ewert; *"Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering"*; Journal of Computational Physics 188 (2003) 365–398
- [37] Leping Feng; *"Tone-Like signal in the wind-induced noise of perforated plates"*, Acta acustica united with Acustica, Vol.98 (2012) 188-194
- [38] F. Pompoli, P. Bonfiglio; *"Assorbimento acustico"*, libro del corso Assorbimento acustico, Ferrara 24-25 Novembre 2008.
- [39] Norma UNI EN ISO 10534-1.
- [40] Ansys CFX-12 Guide; *"Radiation Theory"*.
- [41] Ansys CFX-12 Guide; *"NO Formation Model"*.
- [42] Virtual.Lab online help; *"BEM Data Transfer Analysis Case"*.
- [43] Virtual.Lab online help; *"Theory for Mesh Mapping"*.
- [44] Dispense del corso di *"Analisi dei segnali: applicazioni in acustica"*; anno accademico 2007-2008.
- [45] Terry Wright, *"Fluid Machinery: Performance, Analysis and Design"*, CRC Press LLC 1999.
- [46] B.B.Daly, *"Tecnica della Ventilazione, Manuale di Aeraulica"*, Woods Italiana.
- [47] UNI EN ISO 5136 – 2009 Determinazione della potenza sonora immessa in un condotto da ventilatori ed altri sistemi di movimentazione dell'aria, Metodo con sorgente inserita in un condotto.
- [48] G. Easom; *"Improved turbulence models for computational wind engineering"*, Thesis submitted to the University of Nottingham.
- [49] [http://it.wikipedia.org/wiki/Misure_di_portata#Misure di portata con diaframmi](http://it.wikipedia.org/wiki/Misure_di_portata#Misure_di_portata_con_diaframmi)
- [50] S. Rama et al.; *"Reduction of motor fan noise using CFD and CAA simulations"*; G.V.P (2011).

- [51] J.E. Ffowcs Williams and D.L. Hawkings; *"Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion"*; Department of Mathematics, Imperial College, London (1968).
- [52] M.V. Lowson; *"Theoretical studies of compressor noise"*; Wile Laboratories, Huntsville (1969).
- [53] P. Bonfiglio; Dispense del corso di formazione avanzato "Metodo agli elementi finiti per l'acustica"; 1-3 Dicembre 2012
- [54] Virtual.Lab online help; *"Acoustic Fan Source Case"*.
- [55] B.H.Song, J.S. Bolton, *"A transfer matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials"*; J.Acoust. Soc. Am., Vol.107 (3), pp. 1131-1152 (2000).

Ringraziamenti

Probabilmente era sottointeso e non era necessario scriverlo...Ma le parole rimangono indelebili sulla carta più forti del giallo del tempo...Ringrazio la mia anima gemella e moglie per la vita Sara! Senza di lei questi mesi difficili trascorsi dentro e fuori dagli ospedali, e passati a scrivere fino a tarda sera per recuperare il tempo che passa inesorabile, sarebbero sicuramente stati un incubo...Grazie perché al mio cuore basta la sua presenza!

Passiamo ora ai ringraziamenti un po' più formali ma non per questo privi di sincerità, innanzi tutto un ringraziamento al Professor Roberto Pompoli che ha sempre dimostrato grande disponibilità e fiducia nel mio lavoro.

Un grazie sincero al Professor Stefano Piva che grazie alla sua conoscenza della Termofluidodinamica numerica ha fornito un apporto fondamentale per il completamento di questo lavoro.

Ovviamente ringrazio i miei mentori Francesco e Paolo che mi hanno accompagnato, sopportato e aiutato in quest'avventura durata tre anni.

Un grande ringraziamento va a tutto il reparto R&D di Worgas che mi ha sempre fatto sentire parte integrante del gruppo di lavoro e in particolare a Massimo D. che ha sempre amato leggere i miei report più dei suoi fumetti; a Massimo G. che ha avuto il piacere di intossicarsi insieme a me di CO per una giornata intera; a Gabriele che con la sua mossa "Cliffanger" ci ha fatto sognare più e più volte e ad Antonio che ha passato insieme a me giornate di prove bellissime al buio della "Sound Room".

Non si possono dimenticare i ringraziamenti per i compagni di ufficio e fatiche Renzo e Chiara, che hanno in questi mesi condiviso con me il piacere di preparare una tesi di Dottorato.

Grazie a tutti gli amici che mi hanno sempre sostenuto non solo in questi tre anni. Infine ma non per importanza ringrazio tutta la mia famiglia e la famiglia di Sara che ovviamente hanno sempre fatto e sempre faranno di tutto per aiutarmi.