



SCUOLA DOTTORALE IN INGEGNERIA  
MECCANICA E INDUSTRIALE

XXIV CICLO

*Studio di pressione e velocità in un getto libero con wavelet e linear  
stochastic estimation*

Dottorando: Ing. Daniele Grassucci

Tutor: Prof. Roberto Camussi

Coordinatore: Prof. Edoardo Bemporad

## Indice

<b>INDICE</b>	<b>1</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>3</b>
<b>1. INTRODUZIONE</b>	<b>6</b>
<b>2. TEORIA AEROACUSTICA DEL GETTO TURBOLENTO</b>	<b>11</b>
2.1 IL GETTO TURBOLENTO	13
2.2 JET NOISE: BACKGROUND STORICO	16
2.3 ANALOGIA ACUSTICA	21
2.4 JET NOISE: LE CARATTERISTICHE	22
2.5 IDENTIFICAZIONE DELLE SORGENTI: GLI STUDI SUL NEARFIELD	26
<b>3. WAVELET E LINEAR STOCHASTIC ESTIMATION PER LO STUDIO AEROACUSTICO DI UN GETTO TURBOLENTO</b>	<b>31</b>
3.1 LINEAR STOCHASTIC ESTIMATION	33
3.2 FILTRAGGIO ACUSTICO-IDRODINAMICO	43
3.3 LA TRASFORMATA WAVELET	47
3.4 FILTRAGGIO DEGLI EVENTI INTERMITTENTI CON LE WAVELET	53
3.5 WAVELET LINEAR STOCHASTIC ESTIMATION	57
<b>4. IL DATABASE SPERIMENTALE</b>	<b>61</b>
4.1 CONFIGURAZIONE DEL FLUSSO	62
4.2 SETUP DI MISURA	63

<b>5. RISULTATI</b>	<b>67</b>
<b>5.1 PARAMETRI DI FUNZIONAMENTO DEL FILTRO WAVELET BASATO SU SUL CRITERIO DI INTERMITTENZA LOCALE.</b>	<b>68</b>
<b>5.2 FILTRAGGIO ACUSTICO-IDRODINAMICO</b>	<b>77</b>
<b>5.3 USO COMBINATO DI LINEAR STOCHASTIC ESTIMATION E SPECTRAL LINEAR STOCHASTIC ESTIMATION CON LE WAVELET</b>	<b>79</b>
<b>5.4 USO COMBINATO DI WAVELET E LINEAR STOCHASTIC ESTIMATION CON FILTRAGGIO ACUSTICO-IDRODINAMICO</b>	<b>84</b>
<b>8. CONCLUSIONI</b>	<b>92</b>
<b>7. BIBLIOGRAFIA</b>	<b>95</b>
<b>8. RICONOSCIMENTI</b>	<b>105</b>

## Abstract

In questo lavoro di tesi viene illustrato lo sviluppo di una tecnica di post-processing dei dati (denominata come WLSE), basata sulla combinazione delle trasformate *wavelet* e della *Linear Stochastic Estimation* (LSE), che viene applicata all'analisi dei segnali di pressione e velocità ottenuti da un getto subsonico coassiale isoterma. Lo scopo del metodo è quello di identificare e chiarificare il ruolo degli eventi turbolenti intermittenti nella generazione di fluttuazioni di pressione nel campo vicino (*nearfield*). Per questo obiettivo, una procedura di filtraggio basata sulla trasformata *wavelet* viene applicata ai segnali di pressione del campo vicino per estrarre da essi gli eventi intermittenti. Successivamente la LSE è applicata per identificare le fluttuazioni di velocità che sono linearmente associate con la componente intermittente del *nearfield*. Studi precedenti hanno evidenziato che in questa regione le fluttuazioni di pressione hanno origine sia acustica-propagativa che idrodinamica-convettiva. Perciò è necessaria un'ulteriore analisi nello spazio frequenza-numero d'onda: un'operazione di filtraggio viene qui realizzata separando la componente convettiva da quella propagativa usando proprio la velocità di fase come criterio di separazione. La metodologia comprende quindi i seguenti passaggi: (i) i segnali di pressione sono processati attraverso un filtraggio numero-d'onda-frequenza per separare la componente di origine acustica da quella di origine idrodinamica; (ii) le componenti così calcolate sono sottoposte a un

processo di filtraggio basato sulle wavelet e decomposte in parte intermittente e non intermittente; (iii) Attraverso la LSE vengono ricostruite le fluttuazioni di velocità che sono linearmente associate con ciascuna delle parti del segnale di pressione ottenute precedentemente. I risultati ottenuti mostrano che la combinazione di queste tecniche, mai impiegate simultaneamente in questo tipo di analisi, può raggiungere una migliore comprensione del meccanismo di sorgente legato al rumore generato dagli eventi turbolenti.

\*\*\*

A data post-processing technique (denoted as WLSE) based on the combination of wavelet transforms with the Linear Stochastic Estimation (LSE) method is applied to pressure and velocity signals obtained in an isothermal subsonic co-axial jet. The aim of the method is to identify and clarify the role of intermittent turbulent events in the generation of nearfield pressure fluctuations. To this purpose, a wavelet-based filtering procedure is performed to extract intermittent events from the pressure signals and the LSE technique is applied to identify velocity fluctuations which are linearly associated with the selected pressure fluctuations. Previous works have also established that in nearfield two different contributions can be identified: hydrodynamic-convective contributions and acoustic-propagative component. So a further analysis in frequency-wavenumber space is needed: a filtering operation is then performed to separate the convective and propagative footprints of the pressure field using the

phase velocity as filtering criterion. Each component is then studied separately by WLSE. The methodology comprises two main steps: (i) Pressure signal filtering using the frequency-wavenumber filter and decomposition of the given signal into acoustic and hydrodynamic component; (ii) Pressure signal filtering using the wavelet transform and decomposition of the given signal into intermittent and non-intermittent components; (iii) Reconstruction using LSE of velocity fluctuations linearly associated with the wavelet-filtered part of the acoustic and hydrodynamic nearfield pressure signals. Results show that the combination of such techniques, never used together in this kind of analysis, can achieve better understanding of source mechanism related to noise generated by intermittent turbulent events.

## 1. Introduzione

La riduzione del rumore generato dai velivoli commerciali è uno dei temi su cui si stanno concentrando i maggiori sforzi dell'industria aeronautica, poiché determina una condizione d'inquinamento acustico nei dintorni dei siti aeroportuali. Questo aspetto, unito alla crescita delle aree urbane intorno agli aeroporti e del traffico aereo a livello mondiale, rende necessaria una riduzione dell'emissione acustica dei velivoli.

Un aereo da trasporto commerciale, in fase di decollo e atterraggio, produce rumore a causa di una serie di fattori. Con riferimento alla configurazione tipica con motori turbofan con alto rapporto di bypass, il getto che fuoriesce dal propulsore rappresenta uno dei maggiori contributori alla rumorosità al decollo. Da questo deriva che la riduzione del cosiddetto *jet noise* rappresenta un must per abbattere l'impatto acustico a terra degli aeromobili, il cosiddetto *community noise*.

Inoltre anche il confort in cabina passeggeri nella parte posteriore può essere degradato dal rumore proveniente dal getto dei motori, anche nella fase di crociera dove in termini di intensità l'emissione è più contenuta a causa della minore potenza richiesta in questa condizione di volo. Tuttavia la necessità generale di ridurre il peso delle strutture aeronautiche al fine di ottimizzare i consumi sta rendendo sempre più urgente agire sulle cause del rumore piuttosto che sul tentativo di limitarne le conseguenze attraverso l'aggiunta di

materiali o sistemi atti a ridurre la rumorosità in cabina. Senza contare che le esigenze di contenimento del peso stanno spingendo verso maggiore impiego di materiali compositi, meno performanti dei tradizionali metalli in termini di assorbimento acustico.

Il problema della generazione del rumore nei getti turbolenti compressibili è stato oggetto di studi fin dai primi anni '50, con l'introduzione dei turbogetti anche negli aerei commerciali. E sono proseguiti successivamente anche con il progressivo diffondersi, a partire dagli anni '80, dei turbofan con rapporti di by-pass via via crescenti, intrinsecamente meno rumorosi dei precedenti grazie alle minori velocità di efflusso allo scarico. Contribuiscono al cosiddetto *jet noise* numerosi fattori, ma dal un punto di vista fisico i fenomeni determinanti sono legati al mescolamento turbolento (*mixing noise*) e alla presenza di urti (*shock noise*). Il rumore originato dal mescolamento turbolento è presente in tutte le condizioni di volo ed è legato direttamente al flusso turbolento che si origina dall'interazione tra il getto e il fluido circostante più lento. Gli urti si presentano quando la pressione di efflusso è inferiore a quella atmosferica, caso molto frequente in crociera con ugelli a geometria fissa che sono adattati solo quando le condizioni di volo eguagliano quelle di progetto.

Il *mixing noise* rappresenta la componente più difficile da controllare ed eliminare. Nonostante i numerosi studi effettuati, ancora oggi non esiste un consenso unanime sui meccanismi



fluidodinamici che ne sono alla base. Dalla chiarificazione di questi ultimi, deriva la capacità ingegneristica di alterare o manipolare le sorgenti acustiche per conseguire una riduzione del rumore. Un certo consenso si è tuttavia raggiunto sull'identificazione delle strutture turbolente che originano l'emissione rumorosa: da una parte quelle di piccola scala, che dominano l'emissione a alti angoli rispetto all'asse del getto, dall'altra le strutture coerenti di grande scala che invece sono responsabili del rumore prodotto a bassi angoli. Quest'ultimo è il più importante in termini di intensità ed è caratterizzato da un comportamento fortemente intermittente.

Il lavoro di ricerca svolto nel corso del dottorato ha l'obiettivo di sviluppare uno strumento diagnostico che sia in grado di fornire un'analisi di campi di velocità e pressione, sperimentali o numerici, di un getto turbolento ai fini dell'identificazione delle sorgenti e dei meccanismi di generazione del rumore a causa degli eventi turbolenti intermittenti. Le tracce delle fluttuazioni di pressione che essi generano sono più chiaramente osservabili nel campo di pressione vicino, il cosiddetto *nearfield* (e.g. Picard e Delville 2000, Tinney e Jordan 2007, Suzuki e Colonius 2006, Reba et al. 2009), che è stato quindi oggetto del presente studio. In esso tuttavia le fluttuazioni di pressione sono legate sia a contributi convettivi di carattere idrodinamico che propagativi di carattere acustico.

Partendo dai dati resi disponibili dal Laboratorio di Studi Aerodinamici dell'Università di Poitiers, relativi alle misure aeroacustiche di un getto

coassiale freddo a Mach 0.5, è stata sviluppata la seguente procedura di analisi:

- Le fluttuazioni di pressione nel campo vicino sono state filtrate con un metodo spettrale al fine di separare la componente acustica da quella idrodinamica usando la velocità di fase come criterio di separazione;
- Attraverso l'analisi *Wavelet* e il criterio del *Local Intermittency Measurement* (LIM) è stato possibile isolare gli eventi intermittenti nei segnali di pressione acustici;
- Mediante la metodologia *Linear Stochastic Estimation* (LSE) si sono ottenuti dei campi di velocità condizionati dai segnali acustici intermittenti che hanno evidenziato le regioni nel campo fluido direttamente coinvolte nella generazione degli stessi;

La metodologia precedentemente descritta rappresenta un approccio innovativo nel campo dell'analisi aeroacustica di getti turbolenti, in quanto combina tecniche appartenenti a diverse aree operative (analisi statistica, spettrale, wavelet) e di cui non si riscontra in letteratura un impiego simultaneo nel medesimo algoritmo di post-processing. Lo scopo è quello di sfruttare congiuntamente le peculiarità di ciascuna relativamente ad un problema fisico che richiedeva l'individuazione dei legami causa-effetto (con l'analisi LSE) tra i fenomeni turbolenti nel campo fluido e le fluttuazioni di pressione acustiche (isolate grazie al filtraggio acustico-idrodinamico)

e intermittenti (individuate attraverso l'analisi wavelet) nel campo vicino. Per individuare questa tecnica Grassucci et al. (2010) hanno impiegato l'acronimo di WLSE, che sta per *Wavelet Linear Stochastic Estimation*.

La tesi è organizzata come segue:

- Nel capitolo 2 si presenta una panoramica generale delle proprietà del getto e degli studi effettuati sulla problematica del *jet noise*.
- Nel capitolo 3 vengono descritte le tecniche di analisi impiegate nel presente lavoro, nonché le logiche di composizione per la creazione di una metodologia di analisi innovativa.
- Nel capitolo 4 viene illustrato il database sperimentale analizzato con il codice sviluppato nel presente lavoro basandosi sulle metodologie di cui al capitolo 3.
- Nel capitolo 5 si presentano i risultati conseguiti in termini di individuazione delle regioni di produzione del rumore a causa degli eventi turbolenti intermittenti.
- Nel capitolo 6 vengono illustrate le conclusioni e i suggerimenti per lavori futuri.

## 2. Teoria aeroacustica del getto turbolento

In campo aeroacustico, il cosiddetto *jet noise* identifica tutta quella fenomenologia di emissione rumorosa che si produce alla fuoriuscita dall'ugello motore di un flusso ad alta velocità rispetto all'ambiente circostante, generando quindi la spinta propulsiva. Tuttavia i meccanismi che sono alla base dell'emissione rumorosa non sono ancora del tutto chiari: in una recente pubblicazione presentata in un congresso internazionale, Kerhervé et al. (2008), si legge che *l'unica affermazione sulla quale si può essere unanimi, è che il rumore in getto è prodotto dal flusso turbolento.*

Si tratta infatti di una configurazione di flusso molto complessa, caratterizzata da un campo di velocità fortemente tridimensionale, non lineare e da fenomenologie intermittenti. Il tradizionale approccio statistico alla Reynolds introduce delle semplificazioni che non permettono di comprendere accuratamente i meccanismi che sottendono alla generazione del rumore. Decomponendo infatti ogni grandezza fisica del campo turbolento in una componente media e in una fluttuante, si può arrivare ad una modellazione del campo in termini statistici, che comunque risulta essere utile sia per identificare le caratteristiche macroscopiche del flusso turbolento sia per effettuare delle previsioni sulla generazione del rumore. Tuttavia questo approccio non permette di descrivere puntualmente le grandezze fluttuanti, mentre molti dei meccanismi che governano la generazione del rumore sono legati proprio a queste ultime.

Da un punto di vista fisico il flusso di un getto produce fluttuazioni di pressione, legate alle dinamiche di strutture vorticoso organizzate sia di strutture randomiche meno regolari. Solo una piccola porzione dell'energia associata a queste fluttuazioni effettivamente si traduce in perturbazioni di pressione che si propagano con le caratteristiche tipiche del suono. Esaminando il campo di emissione acustica di un getto turbolento attraverso le tradizionali tecniche spettrali, si nota che l'energia acustica si distribuisce su un ampio range di frequenze, il che vuol dire che tutte le strutture turbolente, dalla grande alla piccola scala, sono coinvolte nella generazione del suono. Lo stato delle conoscenze attuali ha permesso di comprendere quali sono i contributi essenziali alla produzione del rumore che si propaga da un getto turbolento, ma tuttavia gli esatti meccanismi che ne sono alla base non sono ancora del tutto chiari.

Il punto focale su cui si stanno concentrando le ricerche in questo campo consiste proprio nella comprensione intima dei meccanismi di produzione del rumore da parte di ciascuna struttura turbolenta durante la sua evoluzione nel campo fluido. La conoscenza piena delle cause permetterebbe di intervenire con soluzioni ingegneristiche direttamente sulle cause del rumore modificando il flusso ai fini di una riduzione dello stesso. Questa è l'unica strada percorribile soprattutto per ridurre l'inquinamento acustico dei velivoli nei pressi degli aeroporti, ma è anche quella preferibile per aumentare il confort in cabina senza impiegare ulteriori soluzioni atte ad attenuare la

propagazione acustica dall'ambiente esterno a quello interno della fusoliera, con conseguenti aumenti di fattori critici come peso/complessità/costi.

Lo scopo di questo lavoro è di sviluppare una nuova proposta metodologica per quanto concerne l'analisi dei dati sperimentali di un getto turbolento, che permetta di correlare le fluttuazioni di pressione acustica con i fenomeni che ne sono all'origine nel campo fluido.

Nei seguenti paragrafi verranno illustrate le caratteristiche fondamentali di un getto turbolento e verrà effettuata una disamina delle conoscenze attuali sul fenomeno.

## 2.1 Il getto turbolento

Un getto è un flusso che viene immesso in un ambiente in condizioni stazionarie, creando un'interazione che origina un intenso mescolamento e uno strato di scorrimento, che diventa sempre più ampio man mano che ci si muove lungo l'asse del getto. Si è soliti chiamare *core* potenziale la zona conica compresa tra la sezione di uscita e il punto in cui lo strato di scorrimento incontra l'asse del getto. La denominazione deriva dal fatto che in questa zona il flusso è irrotazionale e la velocità si mantiene costante. Generalmente esso termina dopo 3-5 diametri (Rajaratnam 1976), quando il mescolamento con il fluido ambiente circostante è tale da impedire al flusso del getto di conservare le caratteristiche iniziali di velocità. A partire da qui, si ha una regione in cui il flusso è pienamente sviluppato (figura 1).

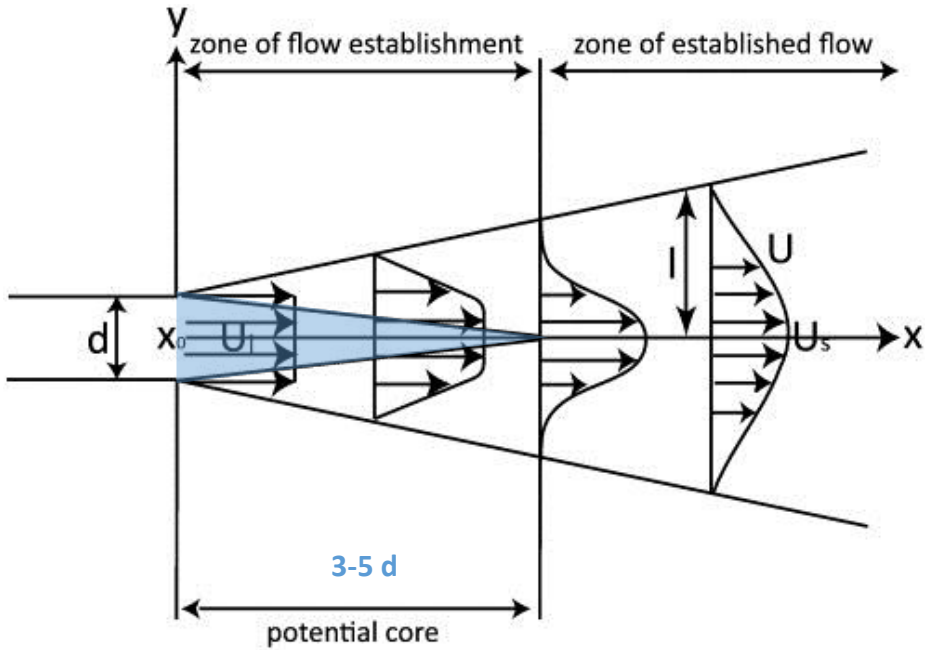


Figura 1 – Rappresentazione schematica delle principali regioni di un getto turbolento circolare e dei profili di velocità media sul piano di simmetria (Rajaratnam 1976).

Nella regione di flusso pienamente sviluppato i profili di velocità e di turbolenza sono auto-simili, quindi opportunamente scalati, sono perfettamente sovrapponibili.

La massima velocità in ogni sezione continua a conservarsi in corrispondenza dell'asse del getto, ma a partire dalla fine del core potenziale decade rispetto alla velocità di efflusso con una legge di proporzionalità inverso rispetto alla distanza dalla sezione di uscita.

Tuttavia la configurazione di flusso che più si avvicina alla realtà costruttiva dei propulsori turbofan attualmente in uso nella maggioranza dei velivoli commerciali è rappresentata dal getto coassiale. In questo caso nell'ambiente vengono immessi due flussi,

generalmente a velocità diversa, attraverso altrettante sezioni di uscita coassiali. Questo complica la topologia del flusso, che presenta quindi un *inner potential core* e un *outer potential core*, che quindi interagiscono tra loro.

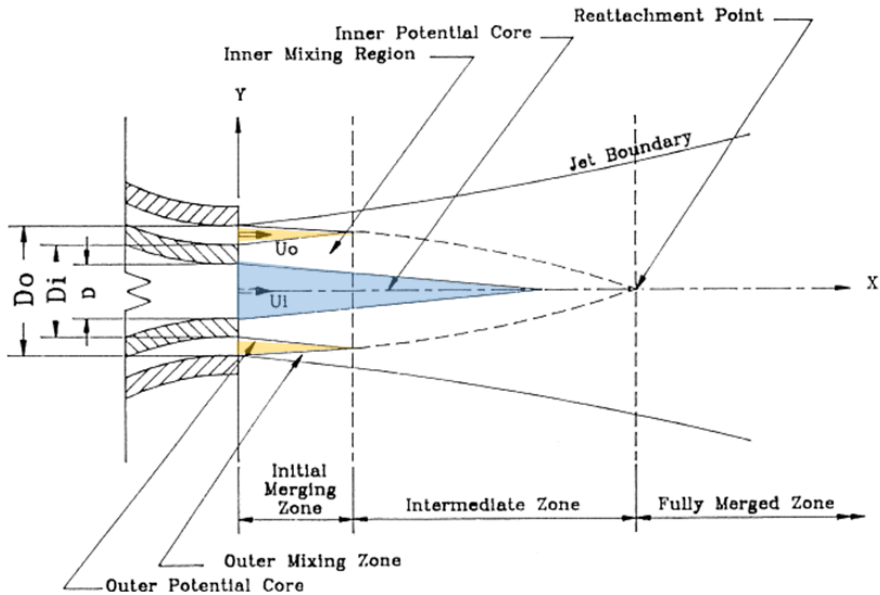


Figura 2 - Rappresentazione schematica delle principali regioni di un getto coassiale turbolento (Warda et al. 2009).

Il *potential core* del getto principale ha una estensione fortemente dipendente dal rapporto di velocità  $\gamma$  tra il getto principale e quello secondario (Warda et al. 2009), quantità che governa anche la legge di decadimento della velocità lungo l'asse del getto.



## 2.2 Jet Noise: background storico

La ricerca aeroacustica sui getti turbolenti ha origine fin dagli anni '50, quando iniziò la diffusione dei propulsori a getto fra i velivoli commerciali in luogo dei tradizionali motori a elica. Nonostante i notevoli vantaggi garantiti da questa tipologia di propulsori in termini di velocità e quote di crociera, apparve subito chiaro che la rumorosità degli stessi ne rappresentava un limite, in particolar modo nelle fasi di decollo e atterraggio. Per questo una consistente attività di ricerca è stata dedicata a comprendere la generazione e la propagazione del rumore emesso da un getto turbolento mediante approcci teorici, numerici e sperimentali. Tuttavia allo stato dell'arte la conoscenza del fenomeno non può definirsi completa, soprattutto per quanto riguarda i meccanismi fisici che determinano la produzione del rumore. Tale incertezza è da attribuirsi soprattutto alla complessità del flusso, altamente turbolento e dominato da fenomeni di mescolamento.

Sono due le tipologie di soggetti che possono essere disturbate dal rumore prodotto da un velivolo: le persone che vivono nei pressi delle installazioni aeroportuali (*community noise*) e i passeggeri che usufruiscono del trasporto aereo (*cabin noise*).

In uno scalo internazionale l'area di interesse dell'inquinamento acustico può essere estesa anche per diversi chilometri attorno all'aeroporto, con livelli di intensità chiaramente crescenti man mano che ci si avvicina al sito (figura 3). Non è ancora chiaro quale sia

l'effetto a lungo termine sul corpo umano, ma secondo alcuni studi si può ipotizzare anche una correlazione con patologie come l'ipertensione, a causa dei livelli di stress indotti nel corpo umano.

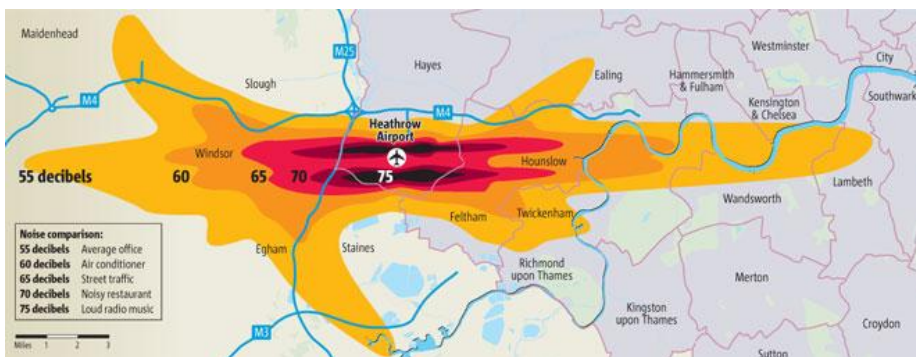


Figura 3 – Livelli di rumore nei pressi di un grande scalo intercontinentale come Heathrow LDN - Indagine commissionata Ministero dei Trasporti Regno Unito.

Misurazioni effettuate sui velivoli dimostrano che il *jet noise* rappresenta uno dei principali colpevoli della rumorosità globale sia in decollo che di atterraggio, come si evince in figura 4.

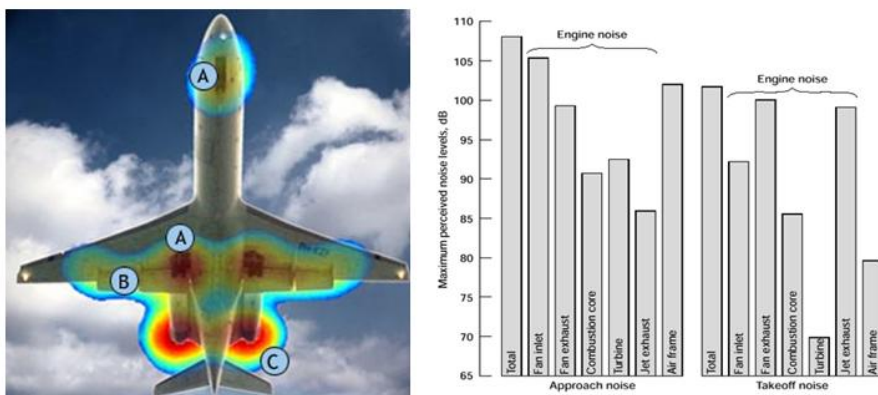
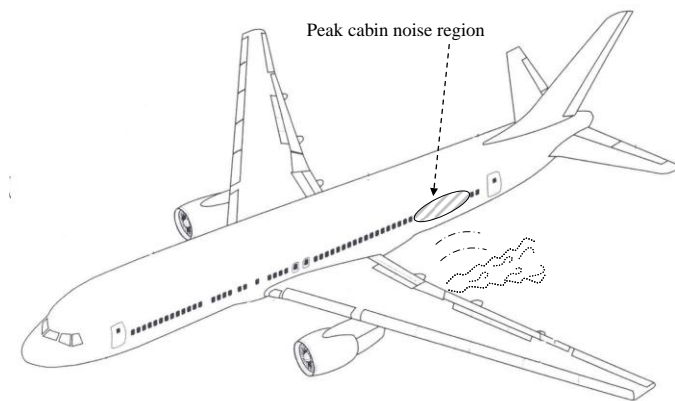


Figura 4 - distribuzione del rumore in un aereo in fase di decollo (sinistra) e influenza delle sorgenti di rumore durante le fasi avvicinamento in atterraggio e decollo (Destra).

Se la rumorosità in fase di decollo e atterraggio crea disagi principalmente alle comunità che vivono nei pressi degli aeroporti, per un passeggero diventa altresì importante il confort acustico durante la fase di crociera, che è rappresentata la porzione più lunga del suo viaggio. Anche in questo caso, il *jet noise* si propaga anche all'interno della cabina e rappresenta una delle cause primarie di scarso confort nella parte posteriore della fusoliera in molti velivoli che montano i motori sulle ali (figura 5).



**Figura 5 – Cabin noise, zona di massima rumorosità per effetto del getto**

Durante il volo in crociera, la pressione ambiente è molto inferiore rispetto al livello del mare. Questo può determinare la formazione di urti quando la pressione di efflusso dal getto è inferiore a quella atmosferica, caso molto frequente in crociera con ugelli a geometria fissa che sono adattati solo quando le condizioni di volo eguagliano quelle di progetto. La presenza degli urti permette al fluido di recuperare la pressione ma rappresenta anche un'ulteriore sorgente

di rumore, denominata *shock noise*. Questa sorgente si presenta, come detto, solamente in fase di crociera. Altresì è presente in ogni fase del volo il cosiddetto *mixing noise*, cioè il rumore dovuto al mescolamento turbolento che si origina dall'interazione tra il getto e il fluido circostante più lento. Il presente lavoro di tesi si rivolge allo studio dei fenomeni aeroacustici legati al mescolamento turbolento.

Il primo a tentare di sistematizzare il *mixing noise* in un impianto teorico è stato Lighthill (1952 e 1954), che ha evidenziato delle connessioni tra le proprietà macroscopiche del getto turbolento e il rumore che viene propagato nel campo lontano (*farfield*). La cosiddetta analogia acustica mette in relazione l'evoluzione delle fluttuazioni di pressione acustica in dipendenza da termini sorgente che sono direttamente legati alla dinamica del campo fluidodinamico che li origina. Per cui ad esempio è possibile prevedere che Livello di Pressione Sonora (SPL) associato al rumore propagato nel *farfield* è proporzionale all'ottava potenza della velocità di efflusso del getto.

Ci sono stati vari tentativi oltre a questo di modellare le sorgenti del rumore (e.g. Lilley 1995), ma nessuno di questi è stato tuttavia in grado di spiegare in maniera esatta qual è il meccanismo fisico attraverso il quale fluttuazioni di pressione turbolente idrodinamiche che dominano il *flow field* possano originare le perturbazioni di pressione acustiche che giungono al *farfield*. La conoscenza del legame causa-effetto avrebbe altresì importanti implicazioni pratiche, in quanto permetterebbe sviluppare soluzioni ingegneristiche in grado di

modificare o controllare determinate le caratteristiche del flusso turbolento che sono alla base della generazione del rumore.

L'analogia acustica richiede di riuscire a descrivere l'intero campo turbolento in termini di correlazioni a due punti spazio-tempo, che è molto difficile se non impossibile quando si tratta di applicare la teoria a un caso sperimentale reale. Ci sono stati numerosi tentativi nel passato, con differenti tecniche di misura, di quantificare il tensore degli stress, che è un elemento chiave dei modelli di sorgente basati sulle analogie acustiche (e.g. Ahuja et al. 1982, Bridges & Wernet 2003, Doty & McLaughlin 2005, Bridges 2006)

Un secondo approccio possibile per indagare le sorgenti di rumore è quello di misurare la correlazione fra le fluttuazioni nel flusso e gli spettri del rumore nel farfield. Numerosi lavori, con le più svariate tecniche di misura, sono stati prodotti ottenendo molte informazioni importanti sulla variazione dei coefficienti di correlazione in funzione di posizione angolare e azimutale nonché delle varie condizioni operative del getto, ma anche sulla localizzazione delle zone di maggiore emissione rumorosa (e.g. Hurdle et al. 1974, Siddon 1974, Maestrello 1976, Panda et al. 2002 e 2005).

Infine sono altrettanto numerosi i lavori scientifici presenti in letteratura riguardanti misure di pressione nel campo vicino, con l'obiettivo di identificare le componenti acustiche o propagative presenti in quella regione e destinate a raggiungere il *farfield*. Da questo approccio è stato possibile ottenere informazioni sulla

distribuzione delle sorgenti di rumore (e.g. Michalke & Fuchs 1975, Juvé et al. 1980, Arndt et. Al. 1997, Jordan et al. 2005, Tinney et al. 2008). Il presente lavoro di tesi si inserisce all'interno di questa tipologia di studi e pertanto al §2.4 verranno trattati con maggiore livello di dettaglio.

### 2.3 Analogia Acustica

L'analogia acustica di Lighthill è stata sviluppata nei primi anni '50 (Lighthill 1952, 1954). Questo lavoro rappresenta l'inizio della disciplina aeroacustica e permette di effettuare predizioni acustiche in merito a un flusso turbolento. Nel suo modello una piccola parte del campo fluido è occupata dal flusso principale che genera fluttuazioni, il resto del dominio è interessato da solamente da propagazioni acustiche. Lighthill riformula le equazioni del moto dei fluidi nella forma di una equazione di onde non omogenea, nella quale le inomogeneità comprende tutte le non linearità delle equazioni di Navier-Stokes. Questa equazione descrive le perturbazioni di pressione lineari in termini di dinamiche determinate dai termini non lineari nel termine a destra dell'equazione (1):

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1)$$

Lighthill si rese conto che questa formulazione è particolarmente adatta al problema acustico di un getto turbolento, dove si può riconoscere chiaramente un campo fluido ben delimitato dove evolve

il flusso irrotazionale e non lineare, il quale determina il suono che si propaga nel campo circostante.

Il termine noto della (1) è il cosiddetto tensore di Lighthill, che comprende i fenomeni di generazione del suono, convezione con il flusso, propagazione con velocità variabili e dissipazione per via di conduzione e viscosità (Lighthill 1952).

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \left[ (\rho - \rho_0) - c_0^2 (\rho - \rho_0) \right] * \delta_{ij} + \sigma_{ij} \quad (2)$$

Dalla precedente equazione, considerano che la dissipazione viscosa è un processo è un processo molto lento e che la variazione del campo di pressione statica è trascurabili nei problemi in cui la temperature è circa uniforme, i principali termini responsabili della generazione del suono sono i tensori di Reynolds  $u_i u_j$ . La modellazione di questo termine nella (1) è uno degli obiettivi su cui si è focalizzata la ricerca e che oggi costituisce uno degli ambiti su cui si stanno concentrando gli sforzi. La comprensione delle dinamiche delle sorgenti che sono alla base delle generazione del rumore può aiutare in tal senso.

## 2.4 Jet Noise: le caratteristiche

È comunque possibile tracciare un quadro generale delle principali caratteristiche del rumore emesso da un getto. Ci sono molte evidenze sul fatto che il *mixing noise* turbolento per un getto ad alte velocità è legato essenzialmente a due componenti, generate dai meccanismi di sorgente associati con le strutture turbolente di piccola scala e con quelle di grande scala, dette anche coerenti.

Queste ultime determinano un'emissione di rumore che si irradia in maniera predominante verso il quadrante posteriore del getto, e tipicamente ha il suo picco a bassi angoli rispetto all'asse del getto. Invece il rumore derivante dalle strutture di piccola scala è dominante nel quadrante anteriore e tipicamente raggiunge valori di picco ad alti angoli. All'aumentare della velocità del getto, si assiste anche ad un ampliamento del settore angolare interessato, con un maggiore contributo al rumore irradiato ad angoli più bassi. Questa visione è sostenuta da molti, tra cui, per citarne alcuni, Seiner & Krejsa (1989), Tam & Chen (1994), Tam (1995 e 1998). Gli esperimenti di Seiner & al. (1995) hanno stabilito quali sono i settori angolari in cui ciascuna delle componenti è chiaramente dominante. Invece Morris & Tam (1977) hanno esaminato un database di analisi aeroacustiche effettuate su numerosi getti al Jet Noise Laboratory Nasa a Langley, riuscendo ad identificare delle similarità negli spettri del rumore legato alle due diverse tipologie di strutture sopra menzionate. Tipicamente le forme spettrali dei segnali di pressione nel *farfield* sono riconducibili al *Fine Scale Similarity Spectrum (FSS spectrum)* fino ad un angolo di  $110^\circ$  rispetto all'asse del getto, mentre a partire da  $125^\circ$  diventa dominante il *Large Scale Similarity Spectrum (LSS spectrum)*. La Figura 6 mostra schematicamente i settori angolari in cui è preponderante il contributo al rumore emesso di ciascuna delle due componenti, comparando anche lo spettro misurato con le forme spettrali autosimili. Si può notare immediatamente una diversa connotazione



fisica dei due meccanismi. Nel FSS l'energia è distribuita in maniera più uniforme sulle varie frequenze dello spettro, in quanto l'emissione rumorosa è legata a vortici di piccola scala randomici che vengono convetti dal flusso. L'aspetto del LSS è invece caratterizzato dalla presenza di un picco, perché la produzione del rumore è legata all'evoluzione di strutture di grande scala, che hanno dimensioni caratteristiche ben definite e dinamiche di generazione ed evoluzione ben identificati in termini di scale temporali e spaziali.

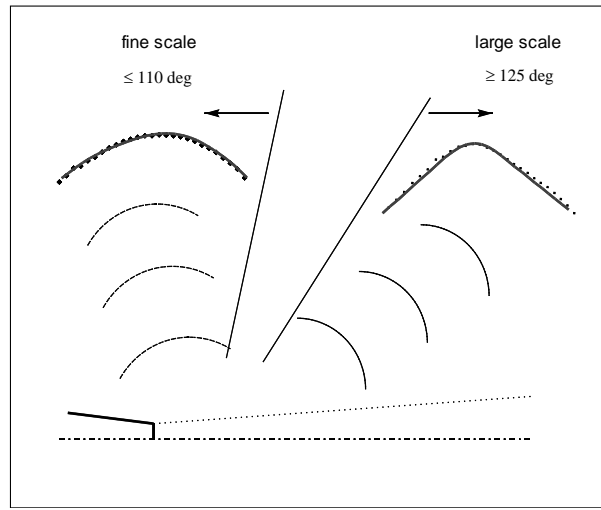


Figura 6 - Schizzo concettuale dei meccanismi di generazione del rumore in un getto. I simboli rappresentano lo spettro misurato, mentre le linee continue gli spettri simili.

Non è del tutto chiaro come i due meccanismi contribuiscano in maniera diversa alla direttività del suono. Tuttavia i dati sperimentali confermano questa netta spartizione dei settori angolari: anche nel caso di un getto supersonico come quello di Seiner (1992), non è stato possibile identificare la forma dello spettro LSS ad angoli minori

di circa  $125^\circ$ . Tam et al. (1996) hanno inoltre ipotizzato che negli angoli intermedi tra  $110^\circ$  e  $125^\circ$  i contributi da entrambe le componenti siano egualmente importanti.

Da un punto di vista meramente quantitativo, le strutture coerenti sono quindi responsabili di un livello di emissione rumorosa superiore rispetto a quello adducibile alle strutture di piccola scala, come si può vedere in figura 7, e questo contributo tende ad aumentare con l'incremento di velocità di efflusso del getto. La differenza è di circa 10 dB a Mach 0.5 e diventa quasi il doppio a Mach 1.0.

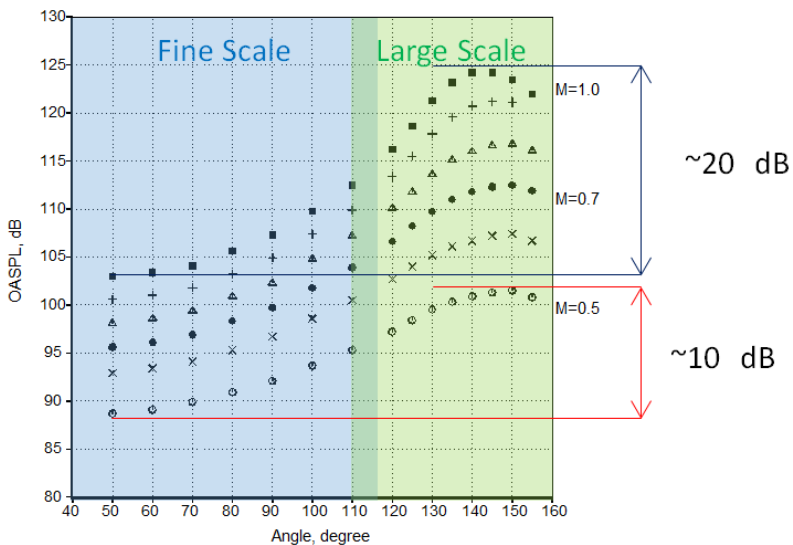


Figura 7 - Overall sound pressure level (OASPL) per sei getti caldi a numeri di Mach tra 0.5 e 1.0 – Legenda: o: M=0.5; x: M=0.6; •: M=0.7; Δ: M=0.8; +: M=0.9; ■: M=1.0.

Questo spiega il perché del grande sforzo che oggi si sta indirizzando verso la conoscenza dei meccanismi sorgente che originano la produzione del rumore da parte delle strutture coerenti. Juvé et al.

(1980) hanno evidenziato il comportamento fortemente intermittente di queste strutture: il 50% del rumore emesso da un getto turbolento viene prodotto solamente nel 10-20% del tempo di osservazione globale del fenomeno. Nel § 2.4 verrà trattato in maggiore dettaglio il livello attuale di conoscenze relativamente alla produzione di rumore da parte delle strutture coerenti mediante indagini sul campo di pressione vicino.

## 2.5 Identificazione delle sorgenti: gli studi sul nearfield

Molti studi hanno rivolto la loro attenzione sul campo di pressione vicino: come sottolineato da Michalke & Fuchs (1975), questa regione, limitrofa al flusso del getto turbolento, può aiutare a chiarificare i processi che sottendono la propagazione delle onde acustiche verso il *farfield*. Sono numerosi gli articoli scientifici che hanno cercato di caratterizzare, predire o modellare il rumore nel *farfield* con i fenomeni osservati nel *nearfield*, (e.g. Goldstein 1984; Lilley 1995, Tam 1998, Jordan & Gervais 2008, Guitton et al. 2007 ). Lo studio del campo di pressione vicino si è sicuramente intensificato negli ultimi 15 anni. A partire da Arndt et al. (1997) che hanno condotto misure estensive del nearfield di un getto incompressibile e lo hanno analizzato usando la POD (*Proper Orthogonal Decomposition*), evidenziando quindi i modi, ovvero le dinamiche, più importanti da un punto vista energetico. Questa tecnica, insieme con la LSE (*Linear Stochastic Estimation*), è stata anche applicata da Picard e Delville (1999) in un getto subsonico: misurando simultaneamente la

pressione nel *nearfield* e le fluttuazioni di velocità nel flusso turbolento, è stato possibile evidenziare un legame tra le strutture vorticosi convette nel flusso e le fluttuazioni di pressione nel campo vicino. Recentemente Tinney et al. (2007) hanno misurato le fluttuazioni di pressione nel *nearfield* in un getto assial simmetrico a Mach 0.6. Queste ultime, servendosi della LSE, sono state correlate con le fluttuazioni di velocità nel campo turbolento del getto, permettendo di ricostruire le dinamiche del flusso responsabili delle fluttuazioni di pressione nel *nearfield* e dimostrando che quest'ultimo è fortemente influenzato dalle strutture di larga scala. Tuttavia non sono stati in grado di identificare le sorgenti di rumore nel campo fluido, evidenziando il problema principale connesso con lo studio del *nearfield*: le fluttuazioni di pressione sono originate sia dalla propagazione di onde sonore provenienti dal flusso turbolento (componente acustica) che dagli effetti delle variazioni di pressione imposte nel flusso turbolento adiacente dalla convezione delle strutture vorticosi (componente idrodinamica). Quindi se è vero che la vicinanza tra il *nearfield* e il *flow field* rende certe correlazioni pressione-velocità più evidenti, dall'altra introduce la complicazione di dover separare in qualche modo i contributi acustici da quelli idrodinamici. Infatti solo una piccola parte dell'energia associata alle fluttuazioni di pressione in un getto turbolento viene irradiata come suono verso il campo lontano. Precedentemente Howe (1960), Ribner (1964) e Ffowcs-Williams (1992) hanno evidenziato questo problema

proponendo una distinzione fra suono e pseudo-suono. Ffowcs-Williams usa come criterio di separazione il soddisfacimento dell'equazione lineare delle onde: solo le fluttuazioni di pressione che rispettano tale equazione possono essere considerate suoni. Altrimenti sono pseudo-suoni e sono convette con le strutture vorticose nel flusso, con una velocità inferiore a quella sonora. Nella vicinanza del getto il campo di pressione è dominato dallo pseudo-suono, ma questo contributo decade molto rapidamente per cui a grandi distanze dal getto, nel *farfield*, il campo di pressione fluttuante viene alterato solamente dalla propagazione acustica (Howe 1960). Pertanto quando una misura di pressione fluttuante viene eseguita nel campo vicino, il contributo acustico viene reso praticamente inosservabile da quello idrodinamico e risulta quindi necessario applicare opportune procedure di filtraggio per poterlo separare dal resto del segnale. Arndt et al. (1997) e Coiffet et al. (2006) hanno proposto una suddivisione degli spettri di pressione nel *nearfield* in una regione a bassa frequenza (idrodinamica) e una ad alta frequenza (acustica). In questo modo suono e pseudo-suono possono essere separati con un opportuno filtraggio passa alto o passa basso dei dati. L'idea è stata successivamente ripresa dal gruppo di lavoro del Laboratorio di Studi Aerodinamici (LEA) di Poitiers, con alcuni lavori come quelli di Guitton et al. (2007), Kerhervé et al. (2008), Tinney & Jordan (2008). Questi autori hanno applicato un filtro passabanda nello spazio numero d'onda-frequenza per isolare i contributi acustici

da quelli idrodinamici. Il fondamento teorico del metodo si basa sull'idea che le perturbazioni acustiche si propagano in un mezzo alla velocità del suono, mentre le perturbazioni idrodinamiche sono convette con la velocità del flusso.

Tinney & Jordan (2008) hanno focalizzato la loro attenzione sulle geometrie di getto coassiale, con e senza *serration* per la riduzione del rumore, riuscendo a separare le componenti idrodinamiche e quelle acustico del campo di pressione vicino e a ricostruire la loro struttura spazio temporale. Nonostante i risultati di rilievo ottenuti in questo studio, va tuttavia sottolineato che l'uso esclusivo di filtri basati sull'analisi spettrale alla Fourier possono portare ad una descrizione incompleta del campo acustico vicino. Infatti l'uso di filtri passa alto o passa basso implicano che le proprietà del suono a basse frequenze o dello pseudo-suono ad alte frequenze sono scartate nell'operazione di filtraggio. Tuttavia, quando bisogna identificare una sorgente di fluttuazioni di pressione acustica, non si può trascurare il contributo delle basse frequenze in quanto esse sono correlate agli effetti delle strutture di larga scala.

In aggiunta, sappiamo che la produzione di rumore a causa delle strutture coerenti è fortemente intermittente, come dimostrato da molti lavori scientifici a partire dalle prime osservazioni di Mollo-Christensen (1967), fino ai recenti paper di Cavalieri et al. (2011), passando per Juvé et al.(1989), Guj et al.(2003), Hileman et al.(2005). Per tenere in considerazione le specificità di questo meccanismo di

sorgente, Cavalieri et al. (2011) ha introdotto un modello basato su pacchetti d'onda acusticamente efficienti, localizzati nel tempo, che vengono irradiati dal campo fluido al campo lontano con una dinamica appunto intermittente.

Quanto alle tecniche di analisi dei dati, l'intermittenza richiede un approccio diverso rispetto alla classica analisi spettrale utilizzata negli studi aeroacustici. Infatti la trasformata di Fourier consiste nel proiettare un qualsiasi segnale su una base di funzioni trigonometriche, che sono infinitamente estese nel dominio del tempo. Questo implica che è possibile conoscere come si distribuisce l'energia di un segnale sulle varie frequenze dello spettro, ma si perde l'informazione sulla sua distribuzione nel tempo. Per questo motivo gli eventi intermittenti sono mal rappresentati nel dominio di Fourier, come sottolineato da Camussi et al. (2010).

Pertanto se si vuole tenere in conto correttamente dell'intermittenza dei fenomeni di pressione che condizionano il nearfield, bisogna utilizzare un approccio diverso.

Questo ha motivato il presente lavoro di tesi, dove una innovativa procedura di filtraggio basata sulla trasformata wavelet, strumento ottimale per l'identificazione degli eventi intermittenti, viene applicata di concerto con la Linear Stochastic Estimation a un database sperimentale. Nel §3 viene offerto un ampio approfondimento della tecnica sviluppata nel presente lavoro di tesi.

### 3. Wavelet e Linear Stochastic Estimation per lo studio aeroacustico di un getto turbolento

Lo scopo della tesi è di sviluppare una metodologia di analisi dei dati di pressione e velocità, siano essi sperimentali o numerici, per determinare il ruolo degli eventi intermittenti nella generazione del rumore in un getto turbolento. Tale strumento può aiutare a chiarificare il meccanismo che determina la produzione di onde acustiche da parte delle strutture coerenti, che sappiamo essere fortemente intermittente.

Il presente lavoro si inserisce nel filone delle ricerche che hanno come oggetto lo studio delle fluttuazioni di pressione nel campo di pressione vicino, dove nei getti subsonici sono più facilmente osservabili le perturbazioni di pressione acustica che dal *flowfield* si irradiano verso il *farfield* (Picard & Delville 2000, Tinney & Jordan 2008, Suzuki & Colonius 2007, Reba et al.2005).

Da un punto di vista metodologico, la tecnica proposta rappresenta un ampliamento di quanto proposto da Kerhervé et al. (2008): attraverso la *Linear Stochastic Estimation* hanno determinato le regioni del campo di velocità turbolento maggiormente implicate al rumore misurato nel *nearfield*, avendo tuttavia opportunamente trattato i segnali in modo da isolare le fluttuazioni acustiche da quelle idrodinamiche. Tuttavia questo processo di filtraggio, basato su un approccio alla Fourier, non riesce ad evidenziare gli eventi intermittenti nella pressione misurata nel *nearfield*. Pertanto l'analisi



di Kerhervé et al. non permette di analizzare il ruolo delle fluttuazioni di velocità turbolente intermittenti nella produzione di rumore e quindi di chiarire il meccanismo di sorgente legato alle strutture coerenti di larga scala.

Per raggiungere lo scopo è quindi necessario integrare la LSE con l'analisi *wavelet*, che è in grado di localizzare gli eventi intermittenti in un segnale (Ruppert-Felsot et al. 2009) e rende possibile separare la storia temporale di questi ultimi dal resto. Nell'analisi aeroacustica, le *wavelet* sono state impiegate per l'identificazione di strutture in flussi di parete analizzando il campo di pressione o di velocità, come nei lavori di Lee e Sung (2000) o di Camussi et al. (2008, 2010).

La metodologia che ne deriva è stata denominata *WLSE*, acronimo che sottolinea l'uso combinato della LSE e delle *wavelet* in un unico *framework*. Tale caratteristica presenta un carattere di innovazione legato al fatto che mai in precedenza si è pensato di impiegare simultaneamente queste tecniche, i cui fondamenti teorici vengono illustrati nei paragrafi §3.1 e successivi.

Nel presente lavoro di tesi la tecnica così sviluppata viene applicata a un database sperimentale fornitoci dal Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA) dell'Università di Poitiers, che ha rappresentato uno termine di paragone per la tecnica in quanto già oggetto di molti studi in passato (e.g. Guitton et al. 2007, Kerhervé et al. 2008).

### 3.1 Linear Stochastic Estimation

La *Linear Stochastic Estimation* è una tecnica proposta nel campo della ricerca aeroacustica da Adrian (1979) e utilizzata in tempi più recenti in molte attività di ricerca del LEA di Poitiers (e.g. Tinney et al. 2006, 2007, 2008). La tecnica è definita stocastica perché consiste nella stima di una variabile random in termini di altre variabili a essa correlate che sono assunte come informazioni note, impiegando lo strumento statistico della funzione di cross-correlazione in una relazione di tipo lineare. Da un punto di vista teorico appartiene quindi alla famiglia delle metodologie di tipo statistico, in quanto si basa essenzialmente su operazioni di cross-correlazione tra grandezze fisiche, anche diverse, rilevate, sia sperimentalmente che numericamente, in regioni distinte del fenomeno fisico oggetto di studio.

La LSE fornisce il filtraggio condizionale di un campo (ad esempio quello di velocità) basato sulla condizione imposta da un altro campo (ad esempio quello di pressione). Nel caso del presente lavoro di tesi, le fluttuazioni di pressione misurate nel *nearfield* e quelle di velocità nel *flow field* sono correlate per ottenere un filtro condizionale spazio-temporale. Esso viene poi applicato ai segnali di pressione misurati per ottenere una ricostruzione del campo di velocità quasi istantaneo, in quanto rappresenta una fotografia delle fluttuazioni che in quel momento sono direttamente implicate nella generazione dei fenomeni di pressione che si stanno osservando. Ciò permette in linea

teorica di evidenziare nel flusso turbolento le dinamiche sorgente che direttamente implicate nelle fluttuazioni di pressione nel *nearfield*, favorendo eventualmente la comprensione dei meccanismi fisici che ne sono alla base. Per tale motivo la tecnica nel presente lavoro è utilizzata per stimare la velocità del campo fluido a partire dalle informazioni di pressione catturate nel *nearfield*, pertanto la trattazione teorica nelle pagine seguenti sarà finalizzata alla specializzazione del principio generale a questo caso specifico.

L'ipotesi alla base della LSE consiste nel fatto che la storia temporale della velocità fluttuante, componente  $j$ -esima, in ogni punto  $\mathbf{x}$  del campo fluido possa essere espressa come una serie di Taylor di  $N$  fluttuazioni di pressione misurate altrove:

$$\hat{u}'_j(\bar{\mathbf{x}}, t) = B_{1j}(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\mathbf{x}}_1, \tau_1) p'_1(\bar{\mathbf{x}}_1, t) + B_{2j}(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\mathbf{x}}_2, \tau_2) p'_2(\bar{\mathbf{x}}_2, t) + \dots + B_{Nj}(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\mathbf{x}}_N, \tau_N) p'_N(\bar{\mathbf{x}}_N, t) + O^2 \quad (3)$$

La (3), trascurando i termini di ordine superiore al secondo, di fatto esprime la velocità fluttuante stimata in un certo istante come una combinazione lineare di fluttuazioni di pressione simultanee secondo i coefficienti  $B_{ij}$ . Questi ultimi vengono calcolati correlando le fluttuazioni delle pressioni  $p'_i$  nelle posizioni  $\mathbf{x}_i$  e quelle della velocità  $u'_j$  nella posizione  $\mathbf{x}$ . Sono gli *stimatori stocastici* che costituiscono il filtro spazio-temporale che permette di ottenere successivamente il campo di velocità condizionato. Essi infatti sono funzione della separazione spaziale (la distanza tra  $\mathbf{x}$  and  $\mathbf{x}_i$ ) e della separazione temporale ( $\tau_i$ ) che sussiste tra i segnali che mettono in relazione. Quest'ultima evidenzia il tempo di ritardo fisico che sussiste tra un

evento che si verifica nella posizione  $\mathbf{x}$  e il momento in cui influenza la sorgente condizionale posizionata nella posizione  $\mathbf{x}_i$ . Tipicamente quindi è legato alla velocità di fase del fenomeno fisico che si sta osservando (e.g. la velocità del suono nel caso di fenomeni acustici). Per ipotesi, queste proprietà statistiche sono assunte come indipendenti dalla specifica finestra temporale in cui il fenomeno è osservato purché il tempo di osservazione sia sufficiente a garantire una rappresentatività statistica.

Come evidenziato da Adrian (1979) l'equazione (3) converge alla media condizionale della velocità avendo assunto gli  $N$  segnali di pressione come sorgente condizionale. Inoltre egli dimostra che l'errore tra il segnale di velocità originario e quello stimato viene minimizzato quando gli stimatori stocastici vengono così calcolati:

$$B_{ij}(\bar{\mathbf{x}}_i, \bar{\mathbf{x}}, \tau_i) = \langle p_i(\bar{\mathbf{x}}_i, t) p_k(\bar{\mathbf{x}}_k, t) \rangle^{-1} \langle p_k(\bar{\mathbf{x}}_k, t) u_j(\bar{\mathbf{x}}, t) \rangle \quad (4)$$

Dove il simbolo  $\langle \cdot \rangle$  denota la funzione di cross correlazione valutata in corrispondenza di *time delay* fisso per ognuno dei coefficienti nella LSE con *time delay* singolo. Nelle applicazioni più diffuse in genere si considera il coefficiente di auto o cross correlazione in corrispondenza dell'origine dell'asse temporale.

La LSE si presta quindi come uno strumento di analisi dei dati, siano essi di ottenuti per via numerica o sperimentale, ogni qual volta siano disponibili le storie temporali simultanee delle grandezze che si vogliono mettere in una relazione causale. L'implementazione pratica

avviene sostanzialmente in due fasi: il calcolo dei coefficienti stocastici (*Linear Mapping*) e la ricostruzione del campo stimato.

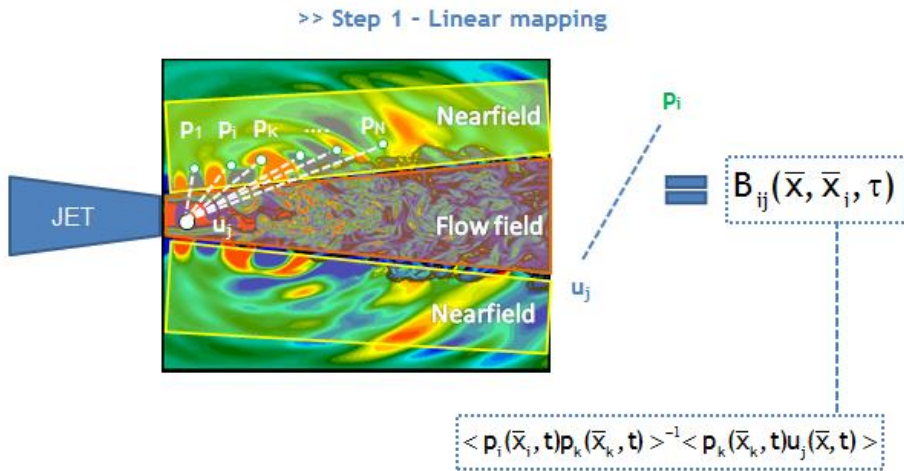


Figura 8 – Rappresentazione schematica del processo di mappatura lineare per lo studio aeroacustico di un getto. Il campo fluido e quello di pressione vicino sono suddivisi in una griglia di punti. Mediante l’operazione descritta nella (4) viene definito il peso statistico della velocità in ogni punto del *flow field* rispetto alle pressioni rilevate nel *nearfield*.

In figura 8 viene illustrato schematicamente il processo di *linear mapping*, con riferimento al caso sperimentale analizzato nel presente lavoro di tesi. La componente di velocità *j*-esima misurata in un singolo punto del *flow field* viene messa in relazione alle pressioni rilevate simultaneamente in *N<sub>i</sub>* punti nel *nearfield*, generando un vettore di coefficienti **B<sub>ij</sub>** stocastici contenente tanti elementi quanti sono i segnali di pressione che vengono impiegati come sorgente condizionale. Questa operazione viene ripetuta per ognuno dei punti che costituiscono la test matrix sperimentale delle misure di velocità nel flusso. E’ importante sottolineare che la medesima procedura è

applicabile anche all'analisi dei dati di una simulazione numerica: in questo caso, definita una griglia di campionamento nelle due regioni di interesse, il *linear mapping* verrebbe ottenuto correlando le storie temporali dei segnali di pressione e velocità in tali punti calcolati appunto per via numerica.

Una volta calcolati gli stimatori stocastici, è possibile procedere alla ricostruzione del campo di velocità stimato combinando la (3) e la (4):

$$\hat{u}_j'(\bar{x}, t) = \sum_{i=1}^N B_{ij}(\bar{x}, \bar{x}_i, t) p_i'(\bar{x}_i, t) \quad (5)$$

Applicando la (5) per stimare la velocità fluttuante in ogni punto  $x$  della griglia con cui viene campionato il *flow field*, si ottiene un campo di velocità condizionato "quasi istantaneo", perché è come se le singole velocità in tutte le differenti posizioni fossero state misurate simultaneamente. Ciò è reso possibile perché nella fase di ricostruzione si utilizza sempre il medesimo set di segnali di pressione come termine noto della (5) e perché si assume che gli stimatori statistici abbiano sempre lo stesso valore indipendentemente dal tempo in cui si osserva il fenomeno.

Come schematicamente riportato in figura 9, è importante sottolineare che il campo di velocità stimato è un sottoinsieme a complessità ridotta ( $S_{src}$ ) dell'originale ( $S_{jet}$ ), in quanto sono evidenziate solo le dinamiche coinvolte nelle fluttuazioni di pressione considerate termine noto della (5). Quindi mediante la LSE si possono evidenziare nel flusso turbolento solo quelle dinamiche della velocità

fluttuante che sono direttamente correlate con le fluttuazioni di pressione nel *nearfield*, che ricordiamo, come ampiamente trattato nel §2, essere dovute sia alla propagazione di onde acustiche dal campo fluido sia alle perturbazioni indotte dalle strutture turbolente che evolvono nello stesso. Come sarà più chiaro nel seguito del capitolo, la fisica di questo fenomeno impedisce di utilizzare solamente la LSE ai fini dell'identificazione delle sorgenti di rumore intermittenti nel flusso turbolento.

>> Step 2 - Ricostruzione

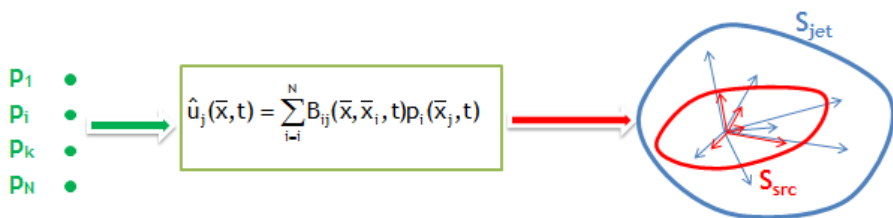


Figura 9 – Rappresentazione schematica del processo di ricostruzione. Un set di segnali di pressione simultanei nel *nearfield* viene utilizzato per stimare l'andamento temporale della velocità in ogni punto del campo fluido precedentemente mappato.

Per contro le perturbazioni di pressione nel *farfield* sono esclusivamente di natura acustica, ciò quindi risolverebbe almeno in parte il problema sopra descritto, ma le correlazioni con le velocità nel *flow field* sono molto flebili dato che solo una piccola porzione dell'energia turbolenta del flusso raggiunge il campo lontano sotto forma di emissione rumorosa. Questo aspetto impedisce di usare la LSE, che necessita di livelli di correlazione sufficientemente elevati tra il campo da condizionare e la sorgente condizionale.

Per meglio comprendere il significato fisico dell'analisi di un segnale mediante LSE, si consideri un caso semplice in cui si voglia stimare un segnale  $p_1$  attraverso una relazione lineare in cui il segnale  $p_2$  sia un termine noto:

$$p_1(t) = B_{12}p_2(t) \quad (6)$$

$B_{12}$  è una costante stimata statisticamente che si può calcolare moltiplicando a sinistra membro a membro la (6) e applicando l'operatore cross-correlazione:

$$B_{12} = \frac{\langle p_1, p_2 \rangle}{\langle p_1, p_1 \rangle} \quad (7)$$

Il simbolo  $\langle \cdot \rangle$  denota la funzione di cross-correlazione valutata in corrispondenza di un *time delay* fissato. Dato che la funzione di cross-correlazione indica quanto due segnali si somigliano se vengono sovrapposti, lo stimatore stocastico rappresenta un peso statistico che tiene conto di quanto un segnale influenzi l'altro. Pertanto la ricostruzione di  $p_1$  a partire da  $p_2$  è un segnale che contiene solamente la porzione dello stesso che influenza l'evoluzione temporale di  $p_2$ . In figura 10 questo esempio viene tradotto in un grafico applicando la tecnica a due segnali di pressione rilevati in due posizioni vicine del nearfield di un getto turbolento.



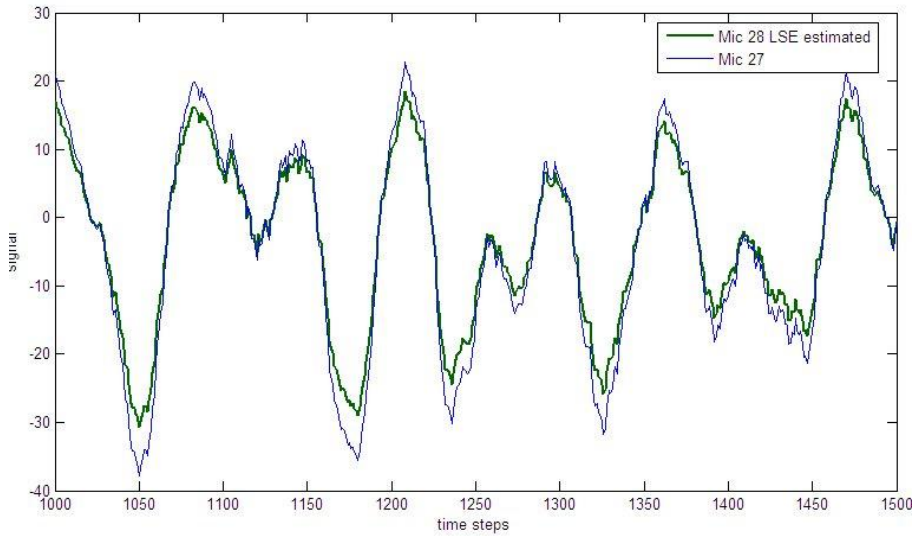


Figura 10 – Esempio di applicazione della LSE in un caso semplice, che mette in relazione i segnali di pressione misurati attraverso due microfoni distanti 5 cm nel campo vicino di un getto turbolento. I dati sono estratti da un database contenente misure da 45 microfoni. Il segnale del microfono n.28 dell’array viene stimato semplicemente moltiplicando il segnale del microfono adiacente, il 27, per una costante  $B$  stimata come illustrato nella (7).

Recentemente Tinney et al. (2006) hanno proposto una formulazione spettrale denominata dagli autori *Spectral Linear Stochastic Estimation*. In questa variante la velocità viene stimata nel dominio della frequenza e poi riportata nel dominio del tempo attraverso una trasformata inversa di Fourier. La (5) nel dominio della frequenza diventa quindi:

$$\hat{u}'_j(\bar{x}, \omega) = \sum_{i=1}^N \hat{B}_{ij}(\bar{x}, \bar{x}_i, \omega) \hat{p}'_i(\bar{x}_i, \omega) \quad (8)$$

con la matrice  $B_{ij}$  che in questo caso non rappresenta più un singolo valore di cross-correlazione ma tutta la trasformata di Fourier della funzione di cross-correlazione, calcolata come segue :

$$B_{ij}(\bar{x}, \bar{x}_i, \omega) = [\langle \tilde{p}_i(\bar{x}_i, t) \tilde{p}_k^*(\bar{x}_k, t) \rangle^{-1} \langle \tilde{p}_k(\bar{x}_k, t) \tilde{u}_j(\bar{x}, t) \rangle] \quad (9)$$

Dove il simbolo  $\langle \cdot \rangle$  denota la cross spectral density, mentre il simbolo  $*$  individua il complesso coniugato. La peculiarità di questo approccio consiste nel fatto che tutti i possibili *time delay* sono tenuti in considerazione nello stimatore stocastico spettrale. Nella LSE lo stimatore stocastico fa riferimento a un singolo valore della funzione di cross-correlazione mentre nella SLSE viene impiegato l'intero spettro. Ciò allarga il set di dati impiegato come input per la stima, quindi la SLSE è in grado teoricamente di ottenere una stima ancora più precisa del segnale di velocità fluttuante. Infatti, come afferma Adrian (1979), aumentando le informazioni si utilizzano per costruire lo stimatore stocastico, è possibile ottenere una ricostruzione del campo di velocità del tutto identica all'originale. Per questo motivo bisogna essere molto attenti nella selezione dei dati che costituiscono la sorgente condizionale: se in essa infatti sono presenti gli effetti di tutti i fenomeni fisici presenti nel campo da condizionare, la ricostruzione di quest'ultimo sarà perfetta e quindi la LSE sarebbe inutile ai fini di una identificazione delle sorgenti rumorose nel flusso turbolento.

Affinché la LSE permetta di ottenere informazioni su un dato fenomeno fisico, questo va evidenziato scegliendo accuratamente la sorgente condizionale o il criterio di condizionamento.

Si può agire quindi sul criterio di condizionamento: ad esempio Kerhervé et al. (2008) impongono un *time delay*, rispetto al quale si valuta lo stimatore stocastico, legato ai tempi di propagazione acustica in modo da evidenziare fenomeni di questo tipo; al contrario in caso di un *time delay* basato sulla velocità di convezione, il filtraggio condizionale favorirà la selezione delle dinamiche convettive nel flusso come in Picard & Delville (2000).

Ma si può anche intervenire sulla sorgente condizionale: ad esempio Kerhervé et al. (2008) decompongono i segnali di pressione in parte idrodinamica e in parte acustica per capire quale parte del campo di velocità sia direttamente legata a ciascuna di queste due componenti. Gli autori, grazie a questo approccio, sono stati in grado di individuare le regioni del campo fluido responsabile delle perturbazioni di pressione acustiche misurate nel *nearfield*, senza tuttavia poterle correlare all'azione delle strutture di larga scala o di piccola scala in quanto nella sorgente condizionale era presente il contributo acustico sia delle strutture di piccola scala che di quelle di grande scala.

Nel presente lavoro l'obiettivo è di studiare il ruolo degli eventi turbolenti intermittenti dovuti alle strutture coerenti nella generazione del rumore che dal campo fluido si propaga verso il *nearfield* e successivamente raggiunge il *farfield*.

Pertanto è necessario isolare gli eventi acustici intermittenti nella sorgente condizionale, rappresentata dai segnali di pressione nel *nearfield*. Ciò si realizza applicando ai segnali due distinte procedure di

filtraggio in successione. La componente acustica viene dapprima separata da quella idrodinamica attraverso un filtro che agisce in uno spazio di Fourier bidimensionale utilizzando la velocità di fase come criterio di separazione, procedura che verrà illustrata al §3.2. Infine ciascuna delle due componenti viene sottoposta a un filtraggio utilizzando la metodologia *wavelet* ai fini dell'individuazione degli eventi intermittenti, procedura che verrà illustrata al §3.3. Il funzionamento globale dell'approccio combinato *wavelet* e *Linear Stochastic Estimation* viene trattato al § 3.4.

### 3.2 Filtraggio acustico-idrodinamico

Guillon et al. (2007) e Tinney & Jordan (2008) hanno proposto di recente una metodologia per poter analizzare le fluttuazioni di pressione nel *nearfield* separando i contributi acustici da quelli idrodinamici. Come infatti dimostrato da Guillon et al. (2007), un segnale di pressione nel campo vicino è il risultato della sovrapposizione di entrambe le componenti: fluttuazioni di pressione determinate da fenomeni convettivi delle strutture turbolente nel *flow field* (e.g. Lau et al. 1972, Picard & Delville 2000; Tinney et al. 2007), che denominiamo idrodinamiche o come nella definizione di Ribner (1964) pseudo-suono, e fluttuazioni di pressione causate dalla propagazione di onde acustiche sferiche provenienti direttamente dal flusso turbolento, che per tale motivo denominiamo acustiche.

Questa osservazione del fenomeno fisico fornisce un criterio per effettuare il filtraggio. Si immagini infatti di poter conoscere le misure

di pressione simultanee in alcuni punti del nearfield secondo una griglia di campionamento di tipo di lineare, sia essa corrispondente a sensori posizionati nell'esperimento o di una estrazione di dati a partire da una simulazione numerica.

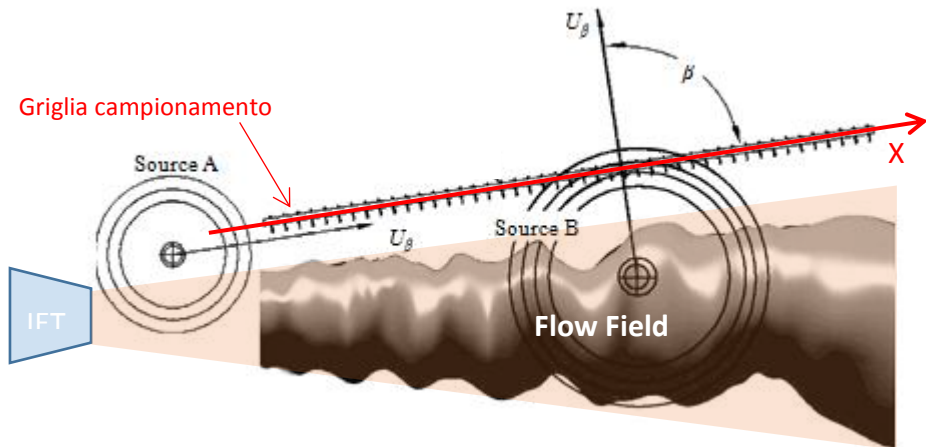


Figura 11 – Descrizione schematica della velocità di fase delle sorgenti acustiche in funzione della posizione relativa rispetto a una griglia di campionamento lineare nel nearfield (Tinney et al. 2008).

Come mostrato in figura 11, la velocità di fase con la quale le informazioni si propagano da un punto a quello adiacente dipende dall'allineamento tra la sorgente acustica e la griglia stessa. Esistono pertanto due casi estremi entro i quali sono compresi tutti gli altri. La minima velocità di fase si ha in presenza di una distribuzione di sorgenti acustiche con fronte d'onda che ha una velocità di propagazione allineata con l'asse della griglia: in questo caso la coincide con quella del suono. Se il fronte d'onda si propaga in una direzione non allineata con l'asse della griglia, la velocità di fase

risulterà maggiore di quella del suono fino ad arrivare al caso limite in condizioni di perpendicolarità, quando tendendo al limite del *farfield* le onde che investono due punti adiacenti sono piane e quindi la velocità di fase tende a infinito. Per questa ragione si può affermare che nessuna sorgente sonora può essere associata a una velocità di fase, tra punti adiacenti della griglia di campionamento, che sia inferiore a quella del suono, sotto l'ipotesi che essa si trovi in una regione a velocità media nulla.

Il criterio di separazione descritto in precedenza può essere applicato attraverso un passaggio nel dominio di Fourier sia delle informazioni spaziali che di quelle temporali provenienti dalla griglia di campionamento. Pertanto al campo di pressione vicino  $p(x,t)$  viene applicata una trasformata di Fourier in entrambe le dimensioni:

$$p(k_x, f) = \frac{1}{2\pi} \iint p(x,t)W(x)e^{-i(k_x x + 2\pi ft)} dx dt \quad (10)$$

Dove  $k_x$  denota il cosiddetto numero d'onda mentre  $W(x)$  è una funzione di finestra. Lo spettro che ne deriva può essere suddiviso essenzialmente in due regioni, come evidenziato in figura 12, in base alla velocità di fase. Se  $c_0$  è la velocità del suono, per quanto affermato precedentemente è possibile separare la componente acustica da quella idrodinamica imponendo le seguenti condizioni:

$$\begin{cases} f > k_x c_0 & \text{componente acustica} \\ f < k_x c_0 & \text{componente idrodinamica} \end{cases} \quad (11)$$

Ne deriva quindi che è possibile ricostruire il campo di pressione nel suo dominio originale evidenziando separatamente la componente acustica e quella idrodinamica, originariamente sovrapposte nei segnali rilevati, utilizzando la trasformata inversa di Fourier e imponendo le condizioni della (11):

$$p_{aco}(x,t) = \iint p(k_x < f/c_0, f > k_x c_0) e^{j(k_x x + 2\pi f t)} dk_x df \quad (12)$$

$$p_{hydro}(x,t) = \iint p(k_x > f/c_0, f < k_x c_0) e^{j(k_x x + 2\pi f t)} dk_x df \quad (13)$$

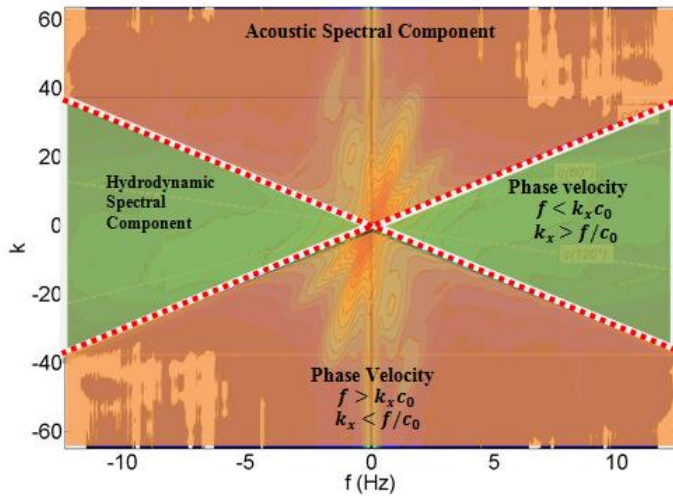


Figura 12 – Spettro della pressione nel campo vicino nel dominio  $k_x$  (numero d'onda) –  $f$  (frequenza). La linea rossa tratteggiata mostra la demarcazione tra i settori spettrali acustici e idrodinamici, la cui pendenza è determinata dal valore della velocità del suono nelle condizioni, sperimentali o numeriche, a cui fanno riferimento i segnali di pressione in oggetto.

Questa procedura è stata applicata con successo da Guitton et al. (2007), che è riuscito ad isolare i contributi acustici e idrodinamici nel campo di pressione vicino come mostrato in figura 13

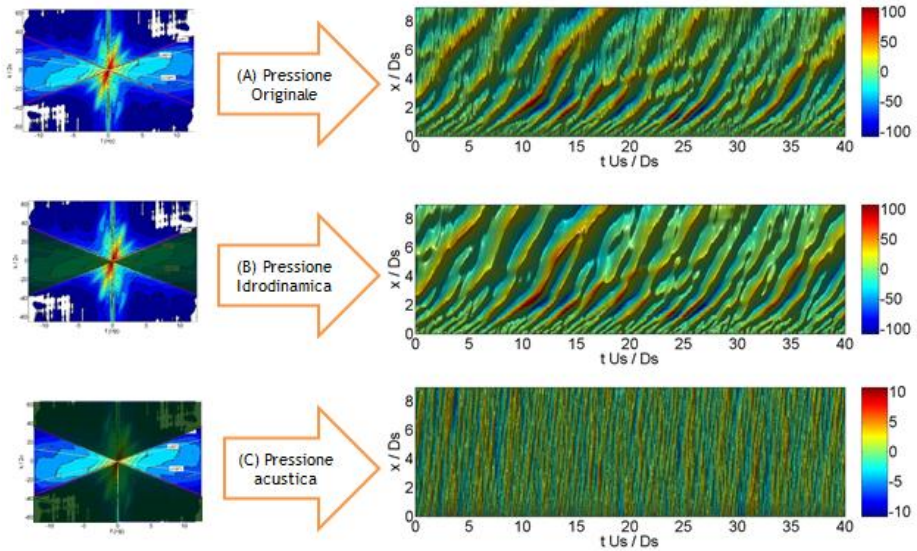


Figura 13 – Rappresentazione spazio-tempo dei livelli di pressione fluttuante nel campo di pressione vicino originale (A), filtrato isolando la componente idrodinamica (B) e acustica (C) (Guitton et al. 2007).

Applicando il filtraggio proposto da Guitton è possibile evidenziare nei segnali del *nearfield* quali fluttuazioni siano effettivamente di natura acustica. Esse tuttavia sono l'effetto del rumore prodotto dall'azione sia delle strutture di grande scala che di quelle di piccola scala. Sapendo che le prime sono caratterizzate da un comportamento intermittente, risulta necessario isolare le tracce degli eventi intermittenti che esse generano nel campo di pressione vicino. Per fare questo occorre rivolgersi all'analisi *Wavelet* di cui al § 3.3 e 3.4.

### 3.3 La trasformata wavelet

La trasformata *wavelet* è uno strumento di analisi del segnale di recente introduzione rispetto alla trasformata di Fourier, che venne



sviluppata dall'omonimo matematico francese quasi due secoli fa nel 1822. Concettualmente tuttavia appartiene alla stessa classe di operazioni, ovvero una trasformata integrale che permette di rappresentare un segnale definito in un certo spazio funzionale su un altro spazio funzionale proiettandolo, attraverso l'operatore integrale, sulle funzioni di base dello spazio di destinazione.

Nel caso della trasformata di Fourier il segnale originario viene proiettato su una base di funzioni trigonometriche di diversa frequenza. La rappresentazione che se ne ottiene è data da un insieme di coefficienti complessi che sono funzione della frequenza della singola funzione trigonometrica su cui avviene la proiezione, fornendo quindi una rappresentazione del segnale originario in termini frequenziali. In particolare il cosiddetto spettro di ampiezza, che tiene in conto del modulo di tali coefficienti, permette di comprendere come l'energia del segnale si distribuisce sulle varie frequenze, senza tuttavia fornirci informazioni sulla distribuzione di tale energia nel dominio fisico, quello temporale. Una volta proiettato il segnale originario su una funzione di base periodica teoricamente estesa all'infinito nel suo dominio di definizione, non è più possibile comprendere se l'energia ad una certa frequenza sia il frutto di un singolo evento, di una serie di eventi oppure di un fenomeno continuo nel tempo.

Essendo il suono emesso da un getto turbolento fortemente intermittente, soprattutto per quanto riguarda l'azione delle strutture

coerenti, risulta determinante conoscere anche la distribuzione nel tempo dell'energia. Per raggiungere tale scopo, si può appunto ricorrere alla trasformata *wavelet* che consiste nel proiettare il segnale su una base di funzioni a supporto compatto che risultano dalla scalatura e dalla traslazione nel dominio del tempo di una funzione madre, la cosiddetta *mother wavelet*. Di queste ultime ne esistono di vari tipi, che hanno tuttavia un denominatore comune: hanno la forma di un'onda con una estensione limitata (figura 15) nel dominio di definizione de segnale da analizzare.

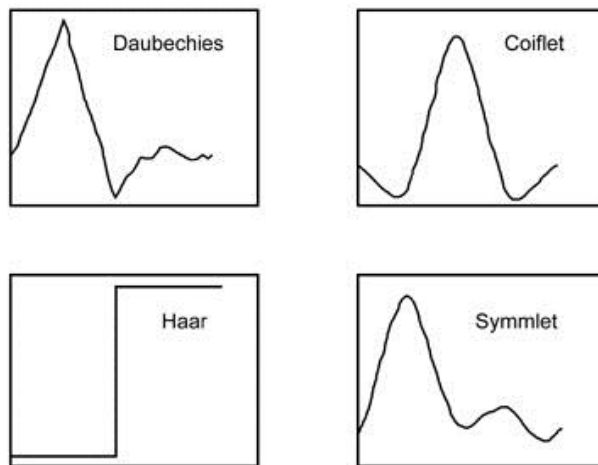


Figura 14 – Alcune tipologie di mother wavelet tra quelle più diffuse.

Proprio da questo aspetto deriva la denominazione originaria della tecnica dal francese *ondelette* che letteralmente vuol dire *piccola onda*. I coefficienti quindi che descrivono la trasformazione sono funzione sia del parametro di scalatura, il cui inverso è proprio la frequenza, sia della posizione nel dominio del tempo della funzione

*wavelet*. Ciò permette di analizzare il segnale originario simultaneamente sia in termini di tempo che di frequenza (figura 15).

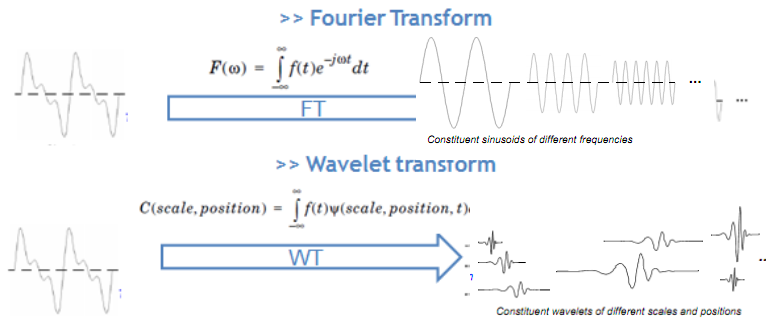


Figura 15 – Confronto schematico tra la trasformata *wavelet* e la trasformata di Fourier.

Da un punto di vista matematico, la trasformata *wavelet* viene definita dalla seguente operazione di trasformazione integrale:

$$w(r, t) = C_{\Psi}^{-1/2} r^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Psi^*(\frac{t-t_0}{r})}{r} p(t) dt \quad \text{eq. (14)}$$

che permette di rappresentare un generico segnale  $p(t)$  simultaneamente in termini di traslazione temporale  $t$  e di una scala di risoluzione temporale  $r$ , il parametro di scalatura, il cui inverso corrisponde alla frequenza. Ciò avviene attraverso la convoluzione integrale con il complesso coniugato di  $\Psi(t)$ , la funzione *mother wavelet* il cui valore medio viene tenuto in conto dal termine  $C_{\Psi}^{-1/2}$ ; essa viene opportunamente scalata nello spazio (in funzione di  $r$ ) e traslata nel tempo (in funzione di  $t$ ) per costituire le funzioni di base della trasformazione. Applicando la eq.(14) si calcolano i coefficienti  $w(r, t)$  per ogni valore di scalatura spaziale e di traslazione temporale, ottenendo così la trasformata *wavelet* del segnale originale.

Se nell'analisi di Fourier tipicamente si rappresenta il contenuto energetico di un segnale sotto forma di spettro in frequenza, nell'analisi *wavelet* l'equivalente è rappresentato dallo scalogramma, che non è altro che la rappresentazione del quadrato dei coefficienti *wavelet* in funzione della frequenza e del tempo. Integrando nel tempo lo scalogramma relativo ai coefficienti wavelet di una specifica frequenza, si ottiene il valore dello spettro di Fourier in corrispondenza della medesima (figura 16).

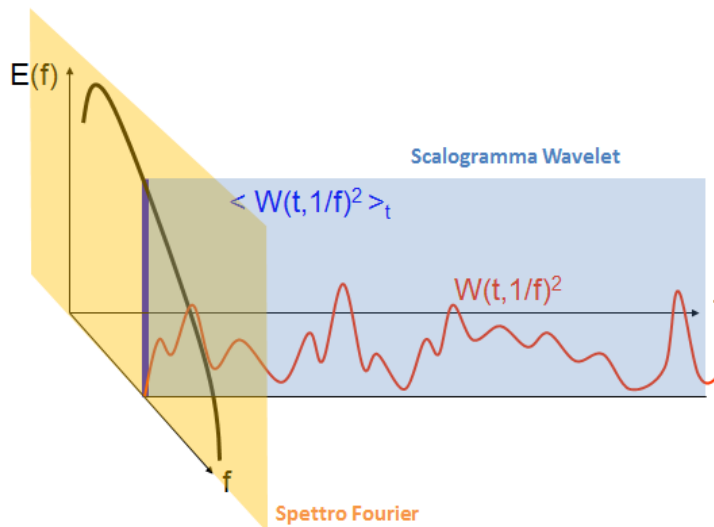


Figura 16 – Rappresentazione schematica del legame tra lo spettro di Fourier di un segnale e il suo scalogramma.

La formulazione dell'eq.(14) prende il nome di CWT (*Continuous Wavelet Transform*) perché implica il calcolo dei coefficienti *wavelet* per ogni possibile scala di risoluzione temporale  $r$  relativamente a tutto l'intervallo di tempo in cui è definito il segnale da analizzare. Ciò tuttavia conduce alla generazione di un quantitativo di dati notevole

nonché a tempi computazionali potenzialmente molto lunghi, perciò spesso si preferisce implementare questo tipo di analisi utilizzando uno schema discreto, denominato DWT (*Discrete Wavelet Transform*). La discretizzazione consiste nel calcolare i coefficienti *wavelet* solo in corrispondenza di un sottoinsieme di scale spaziali basato sulle potenze di 2, detto anche scala diadica. Se  $N$  è il numero di scale che si vuole considerare nell'analisi, la DWT considera i coefficienti *wavelet* solo in corrispondenza delle  $N$  scale con valore compreso tra  $2^1$  e  $2^N$ , mentre uno schema tipo CWT avrebbe implicato lo stesso processo per tutte le  $2^N$  scale comprese tra 2 e  $2^N$ . Con questo schema, inoltre, la risoluzione frequenziale aumenta man mano che la scala spaziale decresce. Dato che quest'ultima è legata all'inverso della frequenza, alte risoluzioni sono impiegate quando effettivamente ve ne è bisogno cioè per trattare le componenti a frequenze più elevate del segnale. Al di là dell'efficienza computazionale, comunque da non sottovalutare, il principale vantaggio della DWT consiste nell'ortogonalità della decomposizione, che permette di ricostruire il segnale originario dai suoi coefficienti *wavelet* senza perdita di informazioni. Il processo di trasformazione inversa IDWT (*Inverse Discrete Wavelet Transform*) non è possibile con la CWT, a meno che non si utilizzino opportuni accorgimenti per l'ortogonalizzazione delle funzioni di base. Questo aspetto risulta determinante qualora si voglia utilizzare la trasformata *wavelet* come strumento di filtraggio dei segnali di pressione.

### 3.4 Filtraggio degli eventi intermittenti con le wavelet

Farge (1992) ha proposto un criterio per utilizzare la trasformata *wavelet* ai fini dell'identificazione dei fenomeni intermittenti in un segnale turbolento. Farge associa ad ogni coefficiente wavelet un parametro adimensionale chiamato *Local Intermittency Measurement* (LIM) così definito:

$$LIM(r,t) = \frac{w(r,t)^2}{\langle w(r,t)^2 \rangle_t} \text{ eq.(15)}$$

Dove il simbolo  $\langle \bullet \rangle_t$  denota la media temporale.

Si tratta quindi di un rapporto fra energie: l'energia associata al singolo coefficiente *wavelet* a numeratore viene messa in rapporto a denominatore con l'energia media associata ai coefficienti *wavelet* della medesima scala di risoluzione temporale  $r$ . In questo modo si può distinguere un evento intermittente da uno non intermittente in base allo scostamento del contenuto energetico dal valore medio.

Se il LIM è pari a uno per ogni  $r$  e per ogni  $t$  siamo di fronte a un segnale non intermittente: in ogni scala di risoluzione temporale  $r$  l'energia del segnale si distribuisce nel tempo in maniera costante e pari al valore medio calcolato per la medesima scala, che peraltro andrebbe a coincidere con il valore dello spettro di Fourier alla corrispondente frequenza. Al contrario un LIM superiore all'unità implica che un certo istante di tempo contribuisce di più rispetto alla media all'energia globale del segnale in corrispondenza di una data frequenza. Chiaramente questo implica che in un segnale fortemente

intermittente, si assisterà a una polarizzazione dell'energia su un numero relativamente piccolo di coefficienti wavelet rispetto a quelli totali. Pertanto si possono individuare gli eventi intermittenti ponendo un valore di soglia del LIM opportuno. Come mostrato da Camussi & Guj (1997) questo criterio può essere impiegato per individuare gli istanti temporali dei segnali turbolenti nei quali si verificano gli eventi intermittenti (vedi figura 17).

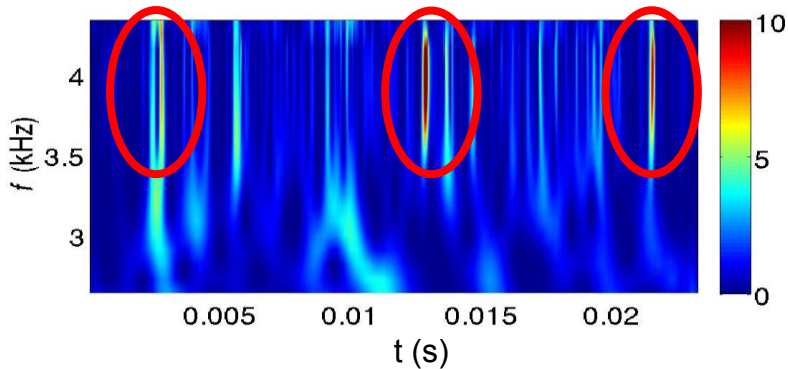


Figura 17 – Rappresentazione del LIM associato ai coefficienti wavelet di un segnale di pressione intermittente. I picchi rappresentano i contributi locali all'energia globale del segnale.

Nel presente lavoro di tesi il criterio proposto da Farge viene altresì impiegato per costruire un filtro che permette di ricostruire la storia degli eventi intermittenti presenti in un segnale, separandola da tutto il resto dell'informazione. Il processo di filtraggio proposto da Grassucci et al. (2010) si articola in questo modo:

- Attraverso l'algoritmo DWT si decompone il segnale in un set di coefficienti wavelet;

- Per ognuno di essi viene valutato il valore del LIM in accordo con l'eq.(15);
- Viene fissato un valore di soglia del LIM per distinguere gli eventi intermittenti ed energetici;
- Vengono creati due sottoinsiemi di coefficienti *wavelet*: uno contenente solo i coefficienti il cui LIM è superiore al valore di soglia (chiamato *Uplim*) e un altro contenente tutti gli altri (denominato *Downlim*) come illustrato in figura 18.
- I due sottoinsiemi vengono utilizzati come input per l'operazione di IDWT, ottenendo così le storie temporali corrispondenti a ciascuno di essi.

Il segnale originario viene così decomposto nella componente *Uplim*, contenente solo la parte intermittente dello stesso, e in quella *Downlim*, che ne è il complementare. Sommandole, si ottiene nuovamente il segnale di partenza grazie all'ortogonalità garantita dallo schema di trasformazione *wavelet* discreto.



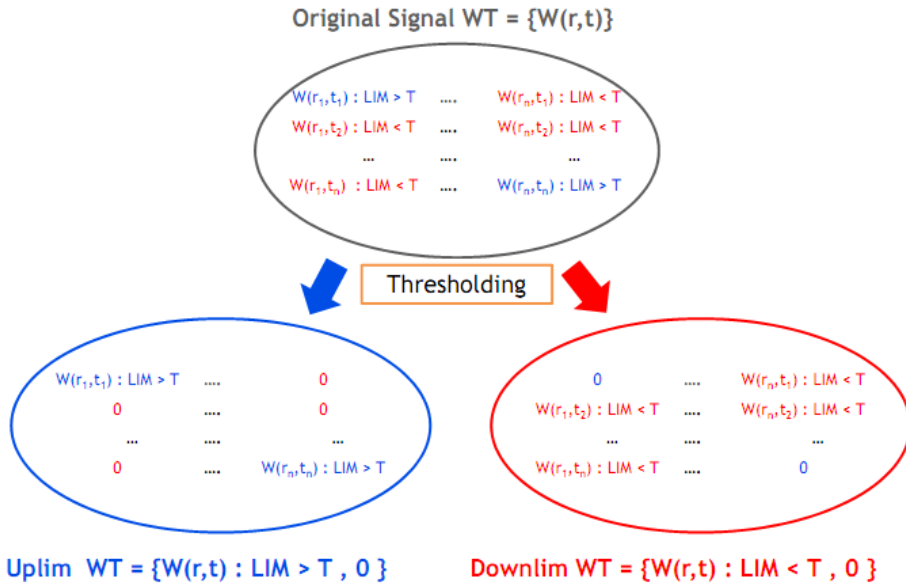


Figura 18 – Descrizione schematica del processo di filtraggio della parte intermittente di un segnale attraverso un filtro basato sul criterio *Local Intermittency Measurement* nello spazio delle wavelet.

Risulta quindi chiaro che il parametro dominante per il funzionamento del filtro è rappresentato dal valore di soglia fissato per separare i coefficienti wavelet. Al crescere di quest'ultimo, la componente *Uplim* presenta un crescente tasso di intermittenza perché vengono inclusi eventi sempre più energetici, che giocoforza tendono ad essere sempre di meno (vedi figura 19). Perciò in condizioni operative è necessario trovare un valore di soglia che garantisca un compromesso tra il livello di intermittenza del segnale e il numero di eventi inclusi nel segnale, che non devono essere troppo esegui per garantire una rappresentatività statistica del fenomeno.

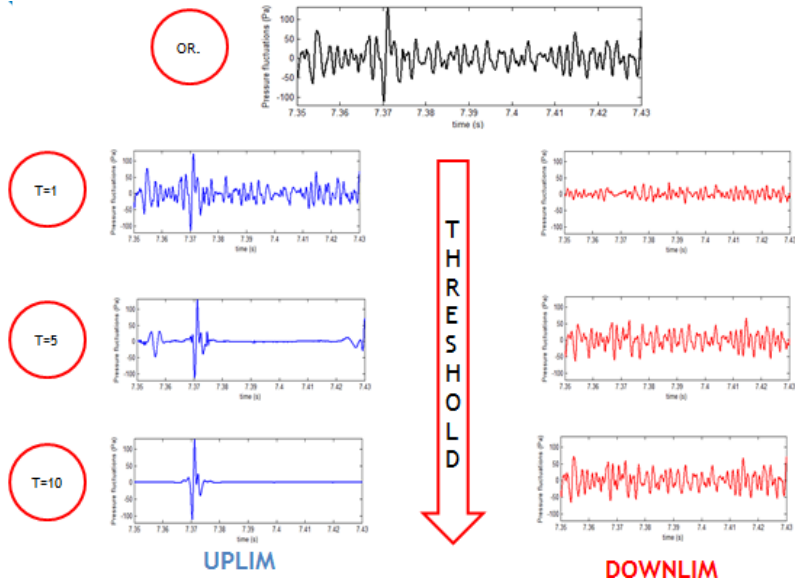


Figura 19 - Comportamento del filtro *wavelet* all'aumentare del valore di soglia, in riferimento a un segmento di un segnale di pressione del *nearfield*.

### 3.5 Wavelet Linear Stochastic Estimation

La principale attività del lavoro di dottorato si è concentrata sull'assemblaggio delle tecniche e delle metodologie illustrate nei paragrafi precedenti in un unico strumento di analisi, in grado di analizzare i dati sperimentali del campo di pressione vicino di un getto turbolento e di correlarli con gli eventi intermittenti nel campo di velocità. Evidenze scientifiche ampiamente descritte in precedenza ci permettono di affermare che questi ultimi sono legati all'azione delle strutture turbolente di larga scala nella produzione del *jet noise*, ma tuttavia il meccanismo fisico di questa sorgente di rumore ancora non è del tutto chiaro.

Per studiare tale fenomeno si è sviluppato un approccio combinato utilizzando le *wavelet* e la *Linear Stochastic Estimation*, applicato a un database sperimentale costituito da misure di pressione nel campo vicino simultanee con la misura di velocità puntuale nel flusso.

La *WLSE* viene implementata attraverso un codice di calcolo sviluppato in ambiente Matlab, che si compone delle seguenti macro processi:

- a) **FILTRAGGIO ACUSTICO-IDRODINAMICO**: la parte fluttuante dei segnali di pressione misurati nel *nearfield* viene filtrata secondo la procedura proposta da Guitton et al. (2007) (cfr §3.2) per separare i contributi acustici da quelli idrodinamici.
- b) **FILTRAGGIO WAVELET BASATO SU CRITERIO LIM**: il criterio di filtraggio proposto da Farge (1992) viene impiegato, secondo lo schema proposto da Grassucci et al. (2010), per isolare la traccia temporale degli eventi intermittenti sia nella componente acustica che in quella idrodinamica. Il segnale originale viene così suddiviso in quattro componenti, che sommate restituiscono di nuovo il segnale originale: acustica intermittente e non intermittente, idrodinamica intermittente e non intermittente.
- c) **LINEAR MAPPING**: in accordo alla procedura descritta al §3.1, vengono calcolati gli stimatori stocastici correlando le misure di pressione nel *nearfield* (e relative componenti) con simultanea rilevazione di velocità puntuale nel *flow field*. La procedura viene ripetuta per tutti i punti del campo fluido per cui è disponibile una

mappatura del campo di pressione simultanea al segnale di velocità stesso.

- d) **RICOSTRUZIONE:** utilizzando un generico campo di pressione misurato nel *nearfield*, vengono ricostruiti cinque campi di velocità tridimensionali quasi-istantanei, ognuno dei quali differisce dall'altro per la sorgente condizionale (campo di pressione originale, acustico intermittente e non intermittente, idrodinamico intermittente e non intermittente). Essi evidenziano quali sono le fluttuazioni di velocità che sono maggiormente implicate nella generazione dei fenomeni rilevati nella sorgente condizionale, perciò dal loro confronto è possibile conoscere il ruolo di eventi acustici e idrodinamici che avvengono nel *flow field*, sia intermittenti che non intermittenti, nelle fluttuazioni di pressione che si verificano conseguentemente nel *nearfield* .

**Il processo di cui al punto a) viene illustrato in**

figura 20, mentre il condizionamento del campo di velocità in base agli eventi intermittenti utilizzando congiuntamente *wavelet* e *Linear Stochastic Estimation*, di cui ai punti b), c) e d), viene descritto in figura 21.

Nel §5 verranno illustrati in maggiore dettaglio i risultati ottenuti applicando la WLSE al database sperimentale di cui al §4.

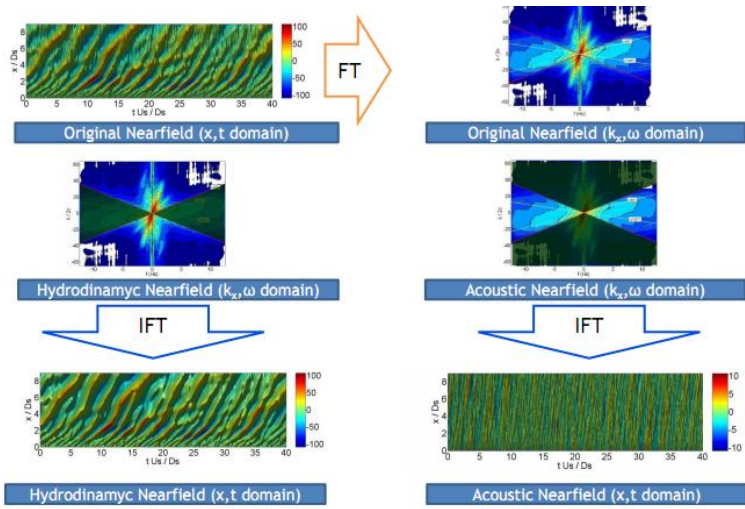


Figura 20 – Rappresentazione schematica dei processi che sottendono al filtraggio acustico-idrodinamico dei segnali. Il campo di pressione nel dominio fisico ( $x, t$ ) viene trasformato nel dominio di Fourier ( $k_x, \omega$ ). Qui due rette con inclinazione pari alla velocità del suono dividono il piano in perturbazioni acustiche e idrodinamiche, quindi anti-trasformando solo i rispettivi gruppi di coefficienti si ottiene il filtraggio. (Guitton et al. 2007).

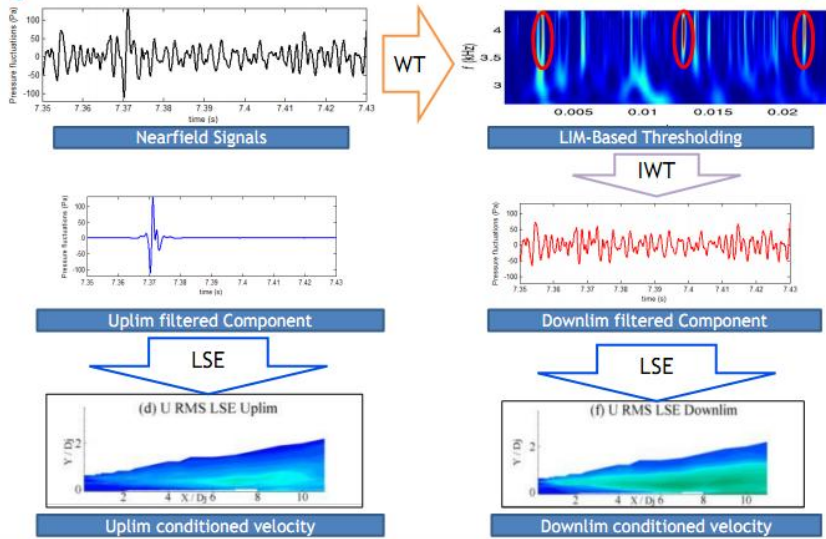


Figura 21 - Condizionamento del campo di velocità in base agli eventi intermittenti secondo lo schema WLSE proposto da Grassucci et al. (2010). I segnali di pressione nella *nearfield* vengono trasformati nel dominio *wavelet* e i coefficienti suddivisi in base al valore di soglia fissato per il LIM. Trasformando nuovamente nel dominio del tempo i due gruppi di coefficienti così ottenuti, i segnali di pressione vengono suddivisi in parte intermittente (*Uplim*) e non intermittente (*Downlim*). Questi vengono impiegati come sorgente condizionale per la ricostruzione dei campi di velocità.

## 4. Il database sperimentale

Dalla trattazione di cui al §3 emergono una serie di vantaggi nello sviluppo di una metodologia di analisi congiunta impiegando le *wavelet* e *Linear Stochastic Estimation*. Tuttavia essi restano solamente di natura teorica se non vengono dimostrati tali nell'applicazione a un caso reale, pertanto gran parte dell'attività di dottorato è stata indirizzata allo sviluppo di un codice di calcolo che permettesse di validare il modello di analisi proposto.

La WLSE è stata quindi impiegata per studiare un getto turbolento coassiale subsonico, utilizzando un database sperimentale che ci è stato fornito dal LEA dell'Università di Poitiers. Esso offre l'indubbio vantaggio di effettuare un benchmark diretto con i risultati ottenuti in precedenza da Kerhervé et al. (2008) applicando la LSE senza l'ausilio dell'analisi *wavelet*. Ciò permette di comprendere se l'inclusione di quest'ultima in un framework comune con la *Linear Stochastic Estimation* può aumentare il grado di conoscenza del comportamento delle strutture turbolente in termini aeroacustici.

Nel presente capitolo vengono offerti maggiori dettagli sulle caratteristiche del flusso misurato sia sul setup sperimentale.

## 4.1 Configurazione del flusso

Le misure sono state condotte in una camera di prova anecoica al Centre d'Etudes Aérodynamiques e Thermiques dell'Università Poitiers, in Francia. In essa è installato un getto coassiale co-planare, con diametri del getto primario e secondario, rispettivamente, di 55mm e 100mm (figura 22).

Il getto primario presenta una velocità di efflusso pari a Mach 0.5, mentre il rapporto di velocità  $\gamma$  secondario-primario è di 0.5, il numero di Reynolds è pari a  $10^6$ . Questa configurazione ha una certa affinità con quanto si riscontra nel caso reale in condizioni di decollo e con motori turbofan, che sono caratterizzati appunto da un doppio ugello propulsivo. Non vengono tuttavia contemplati gli effetti termici: nel caso reale il flusso primario fuoriesce dalla turbina ad alte temperature, mentre in condizioni sperimentali i flussi sono in condizioni ambiente

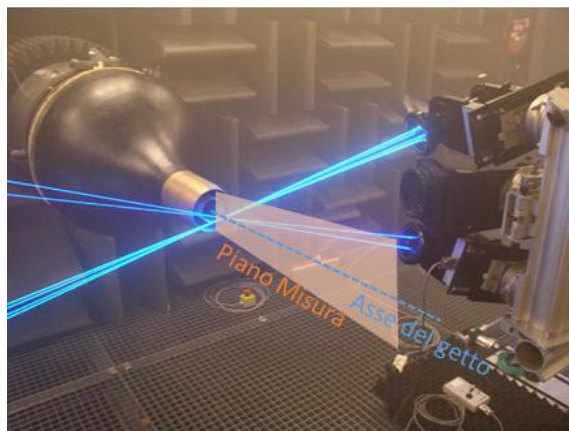


Figura 22 - Fotografia del setup sperimentale durante una misura di velocità per la qualificazione del getto.

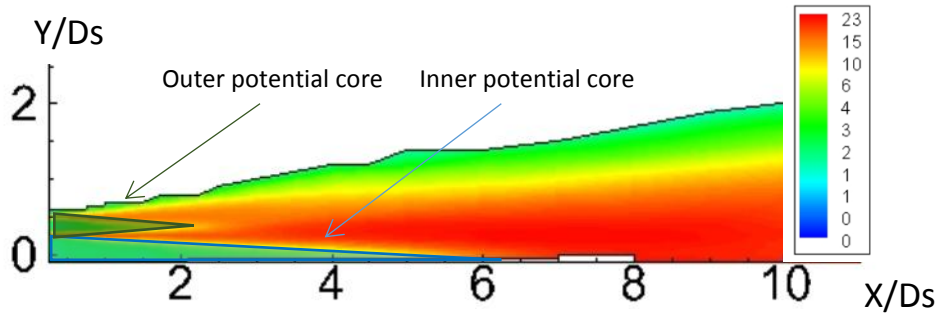


Figura 23 – Rappresentazione dell'RMS della velocità assiale del getto. Si notano chiaramente le regioni di flusso potenziale (inner e outer potential core).

In figura 23 viene rappresentato un *contour plot* dell'RMS associato alla componente assiale di velocità turbolenta, che permette di individuare quindi le zone a bassa turbolenza del getto coassiale in esame, con particolare riferimento ai core potenziali del getto primario e secondario. Si può immediatamente notare che l'*inner potential core* si estende fino a circa sei diametri di getto (circa 600 mm) dalla sezione di efflusso, mentre l'*outer potential core* si ferma a poco più di due diametri di getto (circa 200 mm).

## 4.2 Setup di misura

La velocità del flusso viene rilevata sul piano di simmetria del getto attraverso un sistema di tipo *Laser Doppler Velocimetry* (LDV) a tre componenti: come noto, questa tecnica permette di misurare la quantità fisica in un punto del campo senza perturbare la stessa, grazie all'inserimento di particelle di inseedante che si muovono insieme al flusso e funzionano da traccianti per l'acquisizione della velocità.



Per ogni misura di velocità sono simultaneamente acquisite le pressioni nel *nearfield*, attraverso un *array* lineare di 45 microfoni che si estende assialmente ben oltre il termine dell'*inner potential core*, comprendo complessivamente una zona che va da 0 a 10 diametri. Per assecondare il cono di espansione dello *shear layer*, l'*array* è inclinato di circa  $9^\circ$  rispetto all'asse del getto.

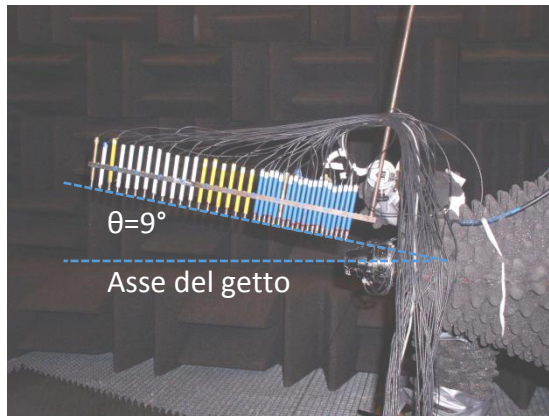


Figura 24 – Fotografia dell'array lineare di microfoni con cui viene misurato il *nearfield* (Guitton et al. 2007).

Come si evince da figura 24, i microfoni non sono posizionati in maniera uniforme. I primi 20 sono infatti distanziati di  $0.2 D_s$ , mentre i successivi hanno una spaziatura fra loro di  $0.4 D_s$ .

E' stato verificato che l'inserimento di questo apparato di misura non vada a modificare il comportamento del flusso turbolento. Sono state effettuate misure LDV nel *flow field* nella configurazioni con e senza microfoni nel campo di pressione vicino. I risultati sono mostrati in figura 25: i profili di velocità media e turbolenta si sovrappongono perfettamente in entrambe le configurazioni.

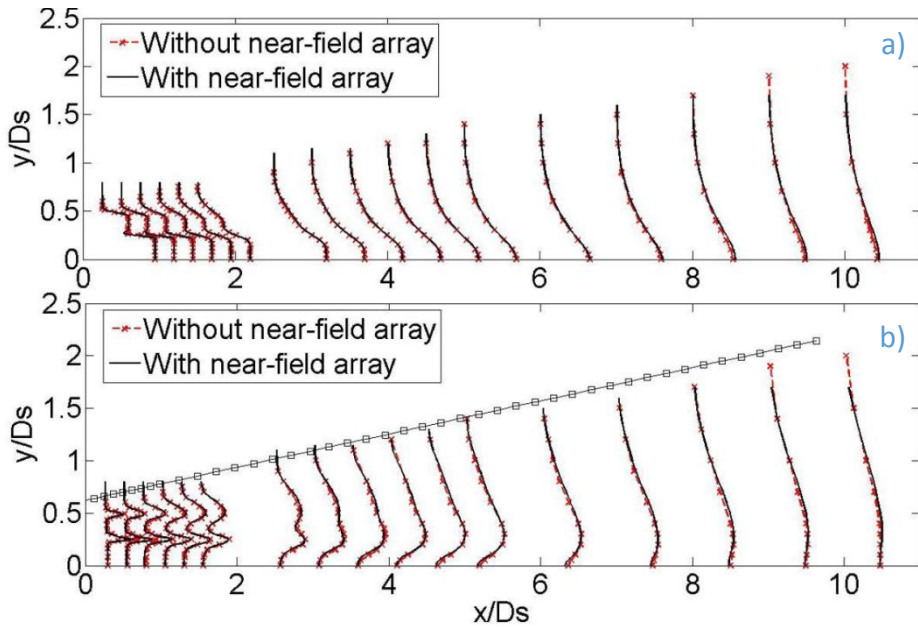


Figura 25 – Profili di velocità (a) e di turbolenza (b) media in direzione assiale, misurati sia in presenza che in assenza dell'array microfoni nel *nearfield*.

Il database sperimentale si compone di 312 misure di velocità nel *flowfield* secondo una griglia di acquisizione mostrata in figura 26, a cui corrispondono 45 misure simultanee di pressione nel *nearfield*. Pertanto il processo di *linear mapping* di cui al §3.5 comporta il calcolo di una matrice di correlazione di dimensione  $312 \times 45$  che mette in relazione la struttura spazio-temporale del campo di pressione alle fluttuazioni di velocità in ognuno dei punti in cui è stata misurata. Nel §5 verranno mostrati i risultati dell'analisi WLSE a partire dal database sperimentale illustrato in questo capitolo.

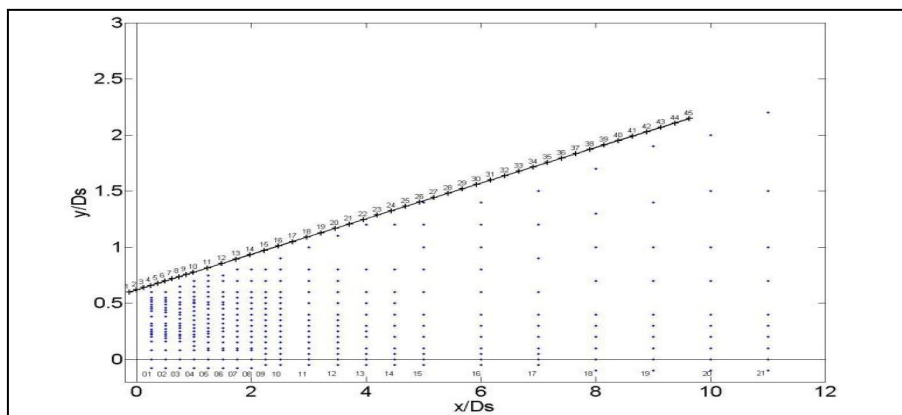


Figura 26 – Rappresentazione delle griglie di campionamento della velocità (punti blu) nel *flow field* e della pressione nel *nearfield* (croci nere).

## 5. Risultati

In questo capitolo verranno esposti alcuni risultati conseguiti applicando al caso sperimentale di cui al §4 l'algoritmo di analisi WLSE. Dato il carattere di innovazione del criterio di filtraggio *wavelet* basato sul LIM, nel §5.1 viene validato il funzionamento di questa routine di calcolo applicata a un segnale reale, definendo inoltre quali sono i parametri operativi del filtro da ottimizzare in funzione del problema fisico che si sta esaminando, con particolare attenzione al valore di soglia ottimale.

Nel §5.2 viene descritto il funzionamento dell'algoritmo di filtraggio acustico-idrodinamico sviluppato secondo la procedura proposta da Guitton et al. (2007).

Nel §5.3 si illustrano i risultati dell'analisi WLSE presentati da Grassucci et al. (2010) in occasione del *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Qui la tecnica viene applicata priva del processo di filtraggio acustico-idrodinamico di cui al §3.2 sui segnali di pressione nel *nearfield*, vengono altresì impiegati gli schemi di stima stocastica lineare con *time delay* singolo (LSE) e spettrale (SLSE), in modo da effettuare un confronto.

Infine nel §5.4 sono mostrati i risultati derivanti dall'applicazione della metodologia WLSE nella forma più completa così come descritta al §3.5, con l'impiego della schema di filtraggio acustico-idrodinamico e il condizionamento mediante LSE. Essi saranno oggetto di una pubblicazione su rivista attualmente in preparazione.

## 5.1 Parametri di funzionamento del filtro Wavelet basato su sul criterio di intermittenza locale.

Nella routine di calcolo scritta per effettuare la separazione della storia temporale degli eventi intermittenti dal resto del segnale, viene impiegato uno schema di trasformazione *wavelet* discreto. L'algoritmo DWT consiste in un processo iterativo che viene portato avanti fino a che la scala più grande presente nel segnale non viene descritta da un solo coefficiente *wavelet* (Misiti 2009). Nel caso di un fenomeno turbolento come quello in esame, l'effettiva dimensione di quest'ultima è stata determinata calcolando la scala temporale integrale così come viene usualmente definita in letteratura :

$$L_{\tau} = \int_0^{\infty} \rho_{uu}(\tau) d\tau \quad (16)$$

Dove  $\rho_{uu}$  è il coefficiente di auto-correlazione di un generico segnale turbolento  $u$ . Questa informazione deve essere conservata anche nell'analisi dei segnali di pressione che verranno successivamente impiegati nell'analisi condizionale del campo di velocità tramite LSE. Pertanto la scala più grossolana della decomposizione *wavelet* deve avere abbastanza campioni da poter rappresentare correttamente i fenomeni turbolenti di scala più grande. Considerando il valore maggiore di  $L_{\tau}$  nel *flow field*, il numero minimo di campioni viene definito da:

$$N = L_{\tau} f_s = 10 \cdot 10^{-4} \cdot 25000 = 25 \text{ samples} \quad (17)$$

Dove  $f_s$  è la frequenza di campionamento dei segnali di pressione misurati.

Una volta definito un arrangiamento diadico di scale in accordo con la condizione individuata precedentemente, sono state effettuate alcune analisi preliminari per verificare la congruenza dei risultati con le aspettative teoriche e la dipendenza da alcuni parametri chiave come la soglia del LIM, la scelta della *mother wavelet* e così via.

Il filtro *wavelet* suddivide il segnale originale in due componenti, a cui diamo il nome di *Uplim* e *Downlim*. Come mostrato in figura 27 la prima contiene la storia temporale degli eventi intermittenti più energetici, in accordo con valore di soglia fissato per il filtraggio. La seconda invece rappresenta tutta la fenomenologia che non rientra in questa casistica.

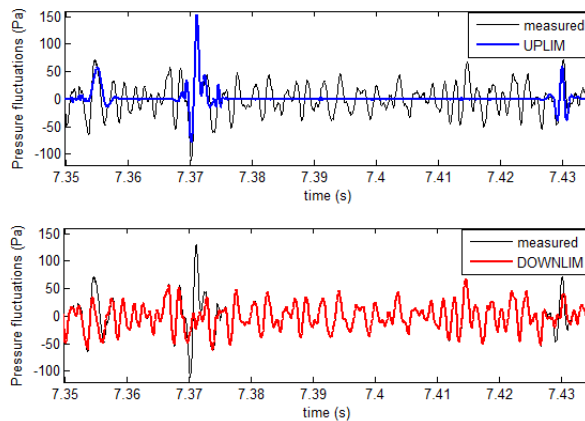


Figura 27 – L'effetto del filtraggio *wavelet* sul segnale di pressione del *nearfield* per un valore di soglia pari a 5.

Grazie all'ortogonalità assicurata dallo schema di calcolo discreto della trasformata *wavelet*, teoricamente sommando *Uplim* e *Downlim* si ottiene nuovamente il segnale originale. Tale condizione è stata verificata anche nell'algoritmo che è stato realizzato per il presente lavoro di tesi, e in figura 28 ne viene mostrata una rappresentazione grafica.

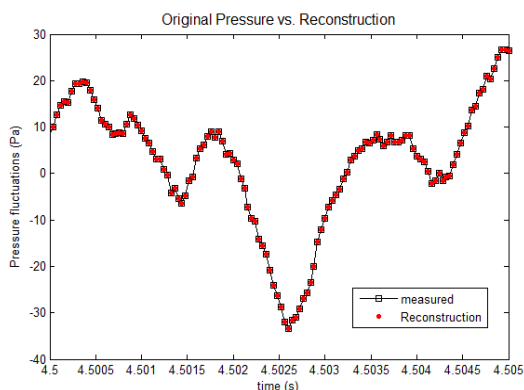


Figura 28 – Confronto fra il segnale di pressione originale e il segnale ricostruito sommando le componenti *Uplim* e *Dowlim*.

La dipendenza dei risultati del filtraggio dalla soglia LIM è stata considerata attraverso uno studio di sensibilità che ha permesso di valutare la variazione dei parametri chiave del segnale filtrato, con particolare attenzione al cosiddetto *kurtosis*. Si tratta di un momento statistico del quarto ordine, che possiamo assumere come uno stimatore del grado di intermittenza. Infatti un segnale dall'elevato *kurtosis* è caratterizzato da una funzione di densità di probabilità con code particolarmente significative, il che vuol dire che gran parte della varianza è il risultato di scostamenti significativi non frequenti dal

valor medio piuttosto che di frequenti e modesti scostamenti.

In tabella 1 sono mostrati i parametri chiave dell'analisi di sensibilità su un segnale campione: numero di eventi sopra soglia, *kurtosis* della componente *Uplim* e *Downlim*. In accordo con le attese teoriche, quando si incrementata il valore soglia del LIM si riduce il numero di eventi intermittenti presi in considerazione nella componente *Uplim*, in quanto vengono selezionati solamente quelli più energetici e intermittenti in accordo con l'interpretazione data da Farge (1992). Come conseguenza si registra un aumento del *kurtosis* con un trend esponenziale. Per contro la componente *Downlim* presenta un andamento del *kurtosis* non significativamente variabile in funzione della soglia LIM prescelta, con un valore comunque circa uguale a quello del segnale originale (figura 29). La somiglianza, dal punto di vista della misura di intermittenza, tra il segnale originario e il *Downlim* fa comprendere che il filtro è in grado di estrarre dal segnale originario solamente gli eventi intermittenti, che sono normalmente nascosti da tutte le altre fluttuazioni che avvengono con regolarità e che quindi non vengono coinvolte nell'operazione di filtraggio. Tutti gli eventi non intermittenti vengono restituiti nella componente *Downlim*, che quindi tende ad avere un comportamento molto simile al segnale originario e comunque poco variabile in funzione del valore di soglia prescelto per il filtraggio.



Soglia LIM	Numero eventi sopra soglia UPLIM	Kurtosis Segnale Originario	Kurtosis Uplim	Kurtosis Dowlim
1	165800	3,13	3,68	2,97
5	13640	3,13	16,12	2,90
7	4396	3,13	38,07	2,98
9	1482	3,13	87,28	3,02
11	558	3,13	244,10	3,09
15	68	3,13	709,27	3,12

Tabella 1 – Andamento dei parametri chiave del filtro *wavelet* in funzione del valore di soglia scelto per il LIM.

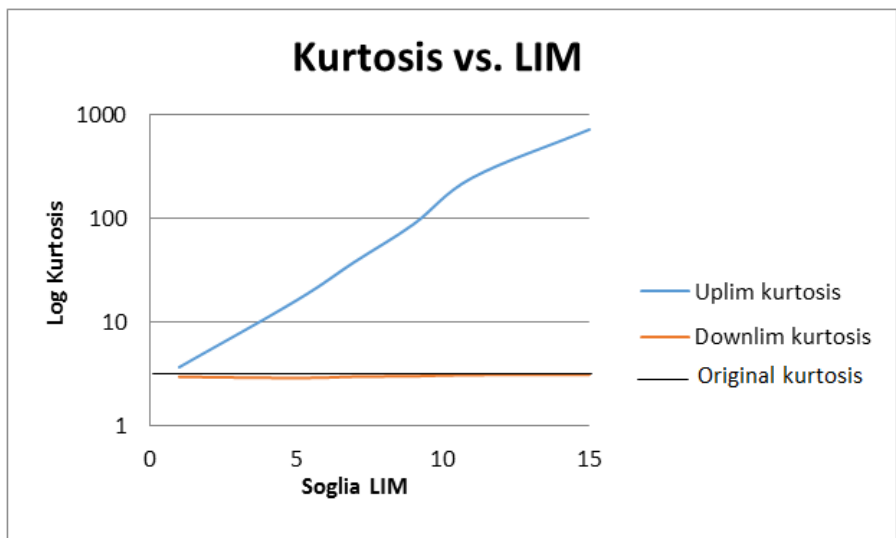


Figura 29 – Grafico di andamento del *kurtosis* in funzione della soglia LIM secondo i dati di Tabella 1.

In figura 30 viene mostrato l’impatto del processo di filtraggio sulle storie temporali della componenti *Uplim* e *Downlim* al variare della soglia del LIM.

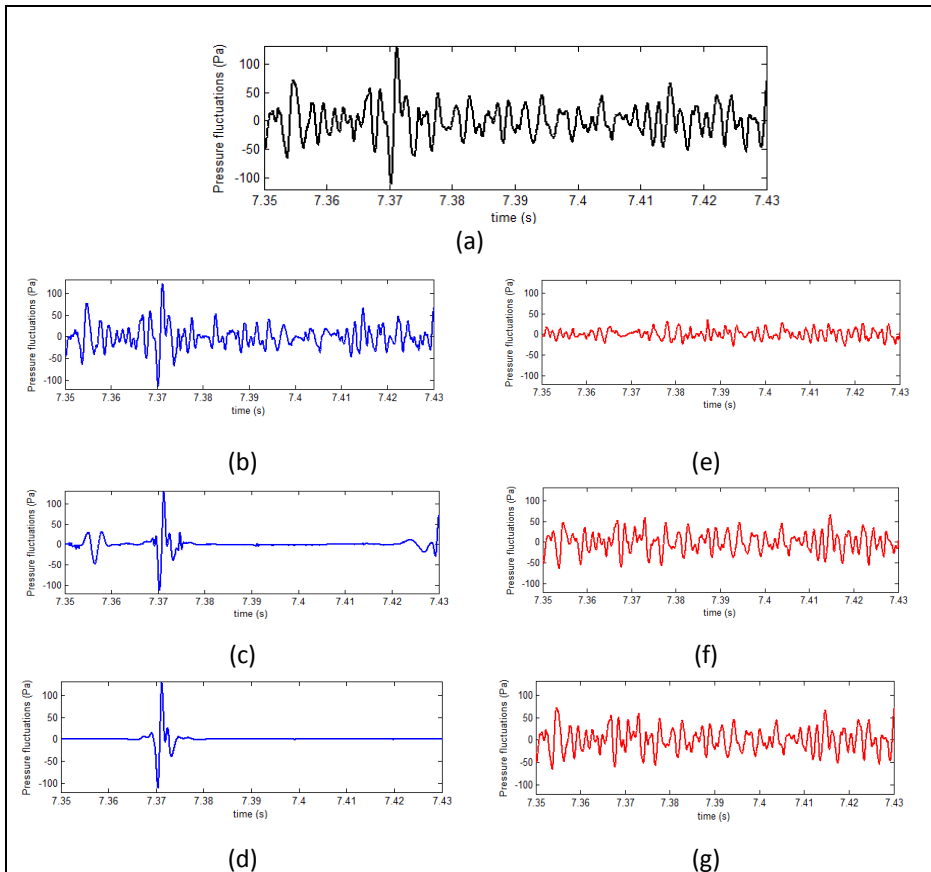


Figura 30 – (a) Dettaglio di un segnale di pressione misurato nel *nearfield* a  $1.6 D_j$  di distanza dall’ugello del getto. (b)-(d) Componente *Uplim* nello stesso intervallo temporale dopo un processo di filtraggio con soglia rispettivamente pari a 1,5 e 10. (e)-(g) Componente *Downlim* nello stesso intervallo temporale dopo un processo di filtraggio con soglia rispettivamente pari a 1,5 e 10.

Si possono quindi evidenziare due comportamenti distinti:

- **LIM unitario** che corrisponde a una condizione di non intermittenza come indicato da Farge (1992): *Uplim* risulta molto simile al segnale originario nel dominio del tempo e conseguentemente in termini di *kurtosis*, mentre *Downlim* si

presenta come una sequenza regolare di fluttuazioni della stessa ampiezza.

- LIM superiore a 7**, in corrispondenza del quale il *kurtosis* di *Uplim* è già di un ordine di grandezza superiore rispetto a quello del segnale originario. Aumentando ulteriormente la soglia il *kurtosis* è destinato a crescere esponenzialmente, di pari passo quindi con la diminuzione del numero di eventi che vengono inclusi sopra soglia e quindi rappresentati nel dominio del tempo. *Downlim* diventa per contro sempre più simile al segnale originario, andando a rappresentare la componente di fluttuazioni che si ripetono nel tempo con regolarità.

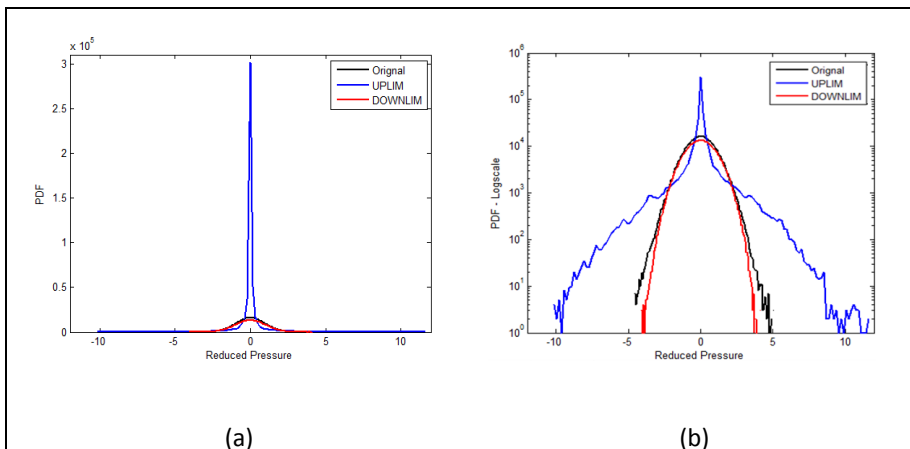
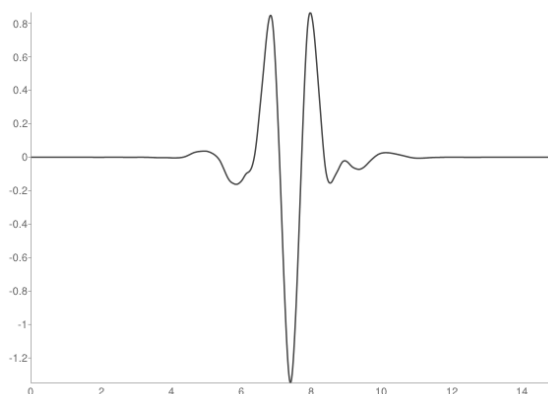


Figura 31 - Comparazione della *Probability Density Function* calcolata per il segnale originale, componenti *Uplim* e *Dowlim* con un valore di soglia LIM pari a 5. (a) Grafico standard. (b) grafico semi logaritmico.

Che un livello di *kurtosis* maggiore equivalga ad un maggior tasso di intermittenza della componente *Uplim*, lo si può verificare dal grafico

della *Probability Density Function* (PDF), che mostra delle code molto più marcate rispetto al segnale originale (figura 31).

Anche l'effetto di una diversa scelta di *mother wavelet* è stato indagato, effettuando prove di filtraggio con un paniere di funzioni fra quelle più popolari (*Haar, Daubechies, Symlet, Coiflets*); tuttavia non si è rilevata una differenza sostanziale nei risultati. Il filtro implementato si basa quindi una *mother wavelet* della famiglia Symlet, la ottava per la precisione, molto utilizzate nelle applicazioni di filtraggio di un segnale come ad esempio il *denoising* (figura 32).



**Figura 32 – Grafico della mother wavelet Symlet8 utilizzata per la decomposizione wavelet nel processo di filtraggio.**

Per quanto emerso dalla trattazione precedente il parametro chiave che determina il funzionamento del filtro *wavelet* è rappresentato dal valore di soglia selezionato per il LIM. Pertanto risulta necessario individuare un criterio oggettivo che permetta di individuarne il valore ottimale tenendo presente questi due vincoli: la soglia deve essere abbastanza elevata da individuare gli eventi più energetici ed

intermittenti, ma non troppo in modo che sopra soglia sia comunque presente un numero di eventi sufficienti per raggiungere una convergenza statistica nella rappresentazione del fenomeno.

La traduzione matematica di questo concetto è rappresentata da un indice di merito ( $Mi$ ) che combina il numero di eventi selezionati e il *kurtosis* della componente  $Uplim$  secondo la seguente formulazione proposta da Grassucci et al. (2010):

$$Mi(LIM_{soglia}) = \log \frac{N_{eventi}}{N_{eventi}^{MAX}} \cdot \log \frac{Kur}{Kur^{MAX}} \quad (18)$$

L'(18) viene calcolata per alcuni valori di soglia di un segnale in figura 33(a), che mostra chiaramente come si possa descriverne l'andamento attraverso un *fitting* polinomiale di secondo grado. Il valore di soglia ottimale ( $T_{opt}$ ) è quello che massimizza l'indice di merito e quindi coincide con il massimo della curva.

Il calcolo di  $T_{opt}$  viene effettuato in questa maniera su una serie di segnali di pressione del campo vicino rilevati in alcune posizioni lungo l'apertura del getto (0.5,2.4,4.9,7.4 e 9.9  $D_j$ ) e appartenenti anche ad acquisizioni avvenute in tempi diversi, in modo da trovare un valore di soglia che possa andare bene per tutti i segnali di pressione del database. Come si può vedere in figura 33(b), il valore medio di  $T_{opt}$  è 7.5 e viene quindi utilizzato come parametro di soglia LIM per il processo di filtraggio con il quale tutti i segnali del database di pressione di cui al §4 vengono suddivisi in componente intermittente e non intermittente.

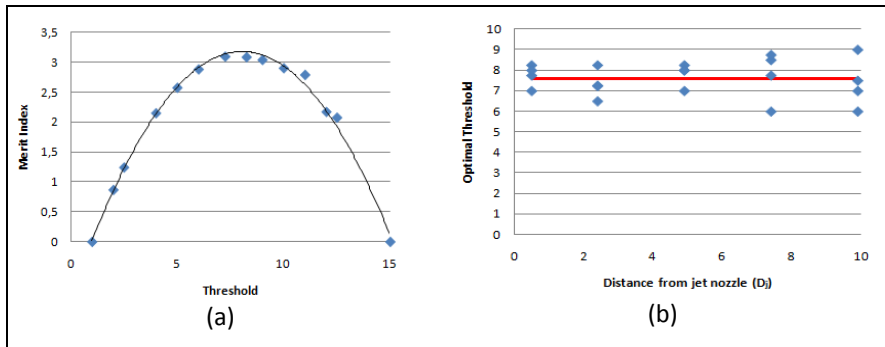


Figura 33 – (a) Indice di merito come funzione della soglia LIM. I punti blu rappresentano il set di dati originali, mentre la linea nera un *fitting* polinomiale di secondo ordine. (b) Il valore di soglia (linea rossa) viene selezionato come valore medio della soglia ottimale  $T_{opt}$  (punti blu) rilevata nei segnali di pressione in alcune posizioni significative e provenienti da acquisizioni effettuate in diversi momenti.

## 5.2 Filtraggio acustico-idrodinamico

Per l'implementazione del filtro acustico-idrodinamico è stato utilizzato un algoritmo sviluppato da Guitton et al. (2007), adattato chiaramente al funzionamento combinato con il filtraggio *wavelet*.

Il processo di filtraggio di cui al §3.2 permette di decomporre i segnali di pressione del *nearfield* in due componenti, una contenente le fluttuazione di pressione di origine acustica e una inerente a quelle di origine idrodinamica.

Come si può vedere in figura 34, le prime dominano lo spettro del segnale alle alte frequenze mentre le seconde, viceversa, sono preponderanti a frequenze più basse. Risultati simili sono osservabili in tutto il campo di pressione vicino, indipendentemente dalla distanza dalla sezione di uscita del getto.

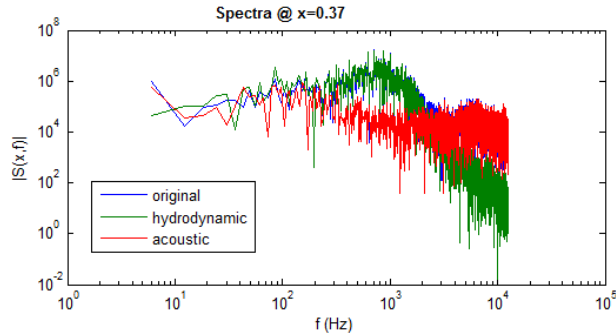


Figura 34 – Comparazione fra lo spettro del segnale di pressione originale e le sue componenti acustiche e idrodinamiche, con riferimento ad una misura nel nearfield a 0.37 Dj dalla sezione di uscita del getto.

Come si evince in figura 35 il campo di pressione vicino è dominato dalle fluttuazioni di natura idrodinamica: infatti il campo originale ha una struttura spazio temporale del tutto simile a quella della sola componente idrodinamica. Il processo di filtraggio permette tuttavia di separare da quest'ultima il contributo acustico, meno coerente, che si presenta sotto forma di striature nel campo complessivo.

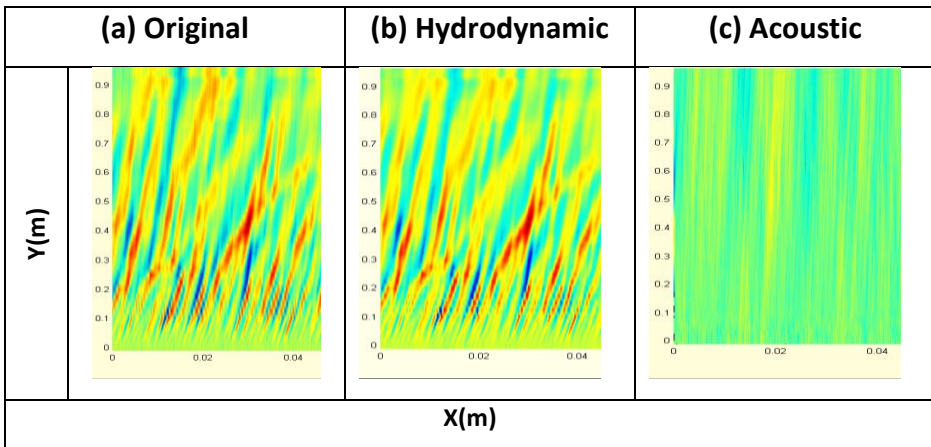


Figura 35 – Mappa dei livelli di pressione fluttuante nello spazio e nel tempo per il campo di pressione vicino: (a) misurato, (b) componente idrodinamica, (b) componente acustica. Come si può vedere il campo di pressione è dominato dalla componente idrodinamica, solo una piccola parte delle fluttuazioni è di origine acustica.

### 5.3 Uso combinato di Linear Stochastic Estimation e Spectral Linear Stochastic Estimation con le wavelet

La metodologia combinata *wavelet* e *Linear Stochastic Estimation* è stata implementata secondo lo schema proposto da Kerhervé et al. (2008), cioè effettuando un unico processo di filtraggio dei segnali di pressione nel *nearfield* a monte del condizionamento del campo di velocità attraverso la LSE. Kerhervé et al. (2008) utilizza il filtro acustico-idrodinamico proposto da Guitton et al. (2007) per separare nella sorgente condizionale la componente idrodinamica da quella acustica, in modo da evidenziare il ruolo degli eventi turbolenti del campo fluido nella generazione del rumore. Invece nel presente lavoro si utilizza il filtro *wavelet* per estrarre gli eventi intermittenti dalle fluttuazioni nel *nearfield*.

A partire dai segnali di pressione originali misurati nel *nearfield* e dalle rispettive componenti filtrate intermittenti (*Uplim*) e non intermittenti (*Downlim*), vengono ricostruiti altrettanti campi di velocità quasi istantanei tridimensionali, impiegando sia la LSE con *time delay* singolo che la SLSE. Per brevità vengono riportati i risultati relativi alla componente assiale U, ma le altre componenti portano a conclusioni simili.

Il campo di velocità originale e quello condizionato vengono graficati in termini di RMS in figura 36. Questa quantità offre una stima qualitativa dell'ammontare di energia cinetica del campo di velocità stimato che è coinvolta nella generazione delle fluttuazioni di



pressione utilizzate di volta in volta come sorgente condizionale per ottenere il campo ricostruito. Come era lecito attendersi, la *Spectral Linear Stochastic Estimation* fornisce una ricostruzione che è più prossima, in termini di contenuto energetico, al segnale originale (figura 36 c), dato che lo stimatore stocastico tiene in considerazione tutto il contributo spettrale e quindi energetico della funzione di cross-correlazione ai fini della ricostruzione del campo di velocità.

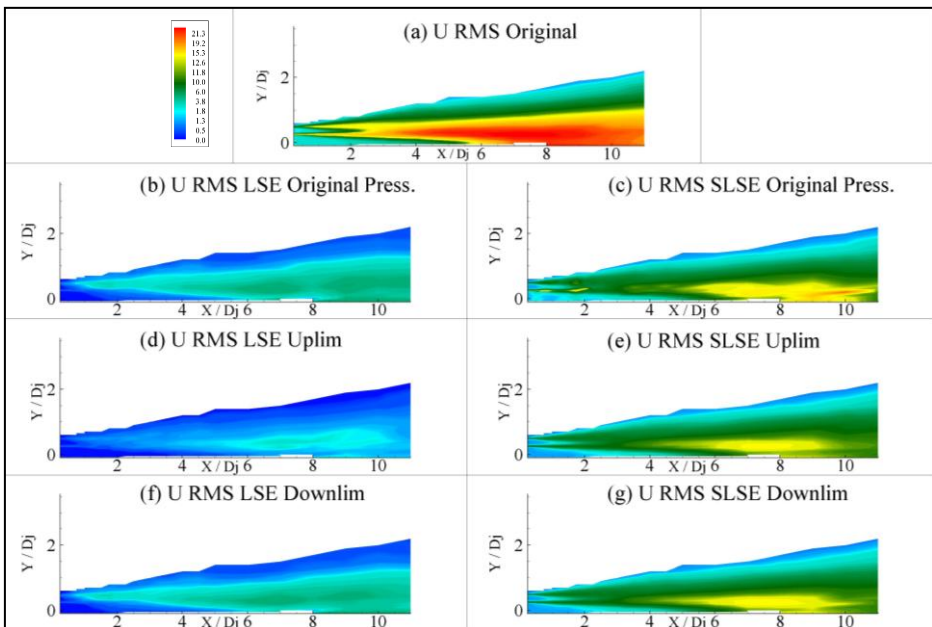


Figura 36 – Grafico dell’RMS per la componente U della velocità: (a) campo originale. (b)-(c) campo stimato con LSE-SLSE impiegando come sorgente condizionale i segnali di pressione misurati nel *nearfield*. (d)-(e) campo stimato con LSE-SLSE attraverso la componente intermittente *Uplim* del *nearfield*. (f)-(g) campo stimato con LSE-SLSE attraverso la componente intermittente *Downlim* del *nearfield*.

Tuttavia questi grafici non offrono molti spunti in termini di interpretazione delle regioni del campo fluido che sono implicate nella generazione di fluttuazioni di pressione intermittenti nel *nearfield*.

Per questo motivo i segnali di figura 36 sono stati graficati in termini di *kurtosis* in figura 37. Comparando i casi b) e c), si evidenzia che la LSE è più sensibile a evidenziare le sorgenti dei fenomeni di pressione intermittenti nel *flow field*. Questo è probabilmente dovuto al noto limite della trasformata di Fourier, discusso ampiamente nei precedenti capitoli, che tende a nascondere il comportamento intermittente di un segnale in quanto ne proietta il contenuto energetico su funzioni trigonometriche teoricamente infinite nel dominio di definizione. Questo è anche uno dei risultati più importanti che viene presentato nel presente capitolo: uno stimatore stocastico spettrale non è adatto ad essere impiegato in analisi aeroacustiche che abbiano come oggetto l'indagine sul ruolo degli eventi intermittenti nella generazione del rumore.

Il filtraggio condizionale del campo di velocità, ottenuto impiegando la LSE e imponendo come sorgente condizionale la componente intermittente *Uplim* dei segnali di pressione nel nearfield, permette di evidenziare le regioni in cui si concentrano i fenomeni intermittenti, le quali sono normalmente nascoste se si analizza il *kurtosis* del segnale di velocità originale, come può essere facilmente osservato comparando la figura 37 a) e b).

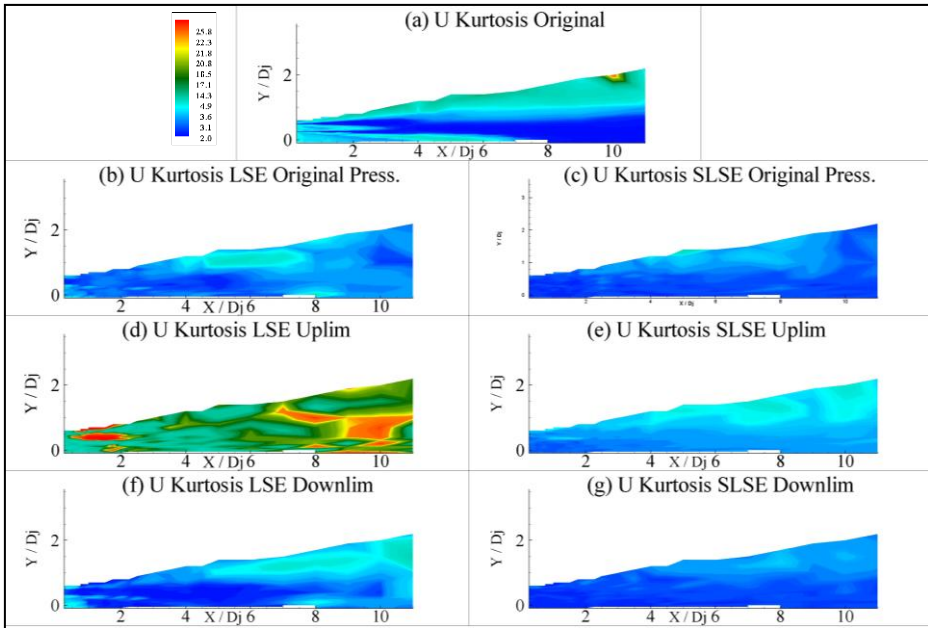


Figura 37 - Kurtosis Plot for U component of velocity: (a) original velocity field. (b)-(c) LSE-SLSE estimated through original pressure signals. (d)-(e) LSE-SLSE estimated through Uplim pressure signals. (f)-(g) LSE-SLSE estimated through Downlim pressure signals.

Quest'ultimo risultato viene analizzato in maggiore dettaglio con la figura 38. Qui il *kurtosis* del campo di velocità condizionato dalla pressione *Uplim* è comparato con le isolinee che rappresentano l'RMS del campo originale. Emergono quindi due regioni in cui ampie fluttuazioni di velocità intermittente sono concentrate. La prima è posizionata intorno a  $1.5-2 D_j$  in corrispondenza della zona compresa tra l'*inner* e l'*outer potential core*: qui il flusso è praticamente laminare con un livello di turbolenza abbastanza contenuto, ma tuttavia qui hanno origine fenomeni di instabilità che portano alla formazione di strutture vorticosi. La seconda si trova più a valle dopo la fine del *potential core* del getto primario, in una zona che si estende tra i 7 e i

10  $D_j$ ; qui l'attività turbolenta è più considerevole a causa dei fenomeni di mescolamento con il flusso ambiente e, nel caso di un getto coassiale, a questi si sommano le interazioni tra i due flussi in uscita dall'ugello.

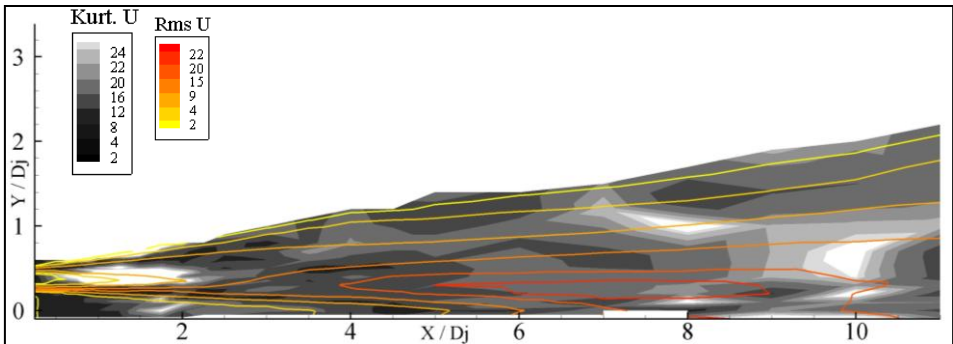


Figura 38 – Kurtosis della Componente U della velocità in un campo di velocità stimato con la LSE a partire dai segnali di pressione intermittenti confrontato con le isolinee dell'RMS calcolato per il campo di velocità originale.

Questo è un risultato interessante da un punto di vista fisico, perché queste regioni possono essere interpretate come sorgenti di fluttuazioni di pressione intermittenti nel *nearfield*. Tuttavia nulla si può dire sulla natura acustica o idrodinamica di tali sorgenti, che necessita quindi di ulteriori analisi i cui risultati verranno mostrati al §5.4

Fin da ora si può comunque riscontrare una coerenza con i risultati emersi in precedenti lavori. Guj et al. (2003) e Hileman et al. (2005) hanno infatti identificato nella regione compresa tra i 7 e i 9 diametri l'origine di fluttuazioni acustiche che possono essere ascritte all'azione intermittente delle strutture coerenti.

## 5.4 Uso combinato di Wavelet e Linear Stochastic Estimation con filtraggio acustico-idrodinamico

In questo paragrafo vengono illustrati i risultati conseguiti applicando al database sperimentale di cui al §4 la metodologia completa descritta al §3.5. Pertanto i segnali di pressione del *nearfield* vengono dapprima filtrati per separare le fluttuazioni di origine idrodinamica da quelle di origine acustica, per poi essere ulteriormente trattati al fine di isolare gli eventi intermittenti in ciascuna delle componenti. Data la relativa inefficienza della SLSE mostrata al §5.4, la ricostruzione del campo stimato avviene impiegando la LSE con *time delay* singolo.

A partire dai segnali di pressione originali misurati nel *nearfield* e dalle rispettive componenti filtrate, acustiche e idrodinamiche, intermittenti (*Uplim*) e non intermittenti (*Downlim*), vengono ricostruiti altrettanti campi di velocità quasi istantanei tridimensionali. In figura 39 e figura 40 vengono graficati in termini di RMS i risultati ottenuti per le componenti U e V della velocità, mentre in figura 41 e in figura 42 gli stessi sono presentati con riferimento al *kurtosis*.

Un primo risultato può essere apprezzato osservando figura 39 b) e figura 40 b): le fluttuazioni di pressione legate alla convezione di strutture vorticosi nel *flow field* sono generate in una ampia regione che circonda l'*inner potential core*, coinvolgendo gran parte del *mixing layer*. Tali zone hanno una topologia molto simile sia che si consideri la componente di velocità assiale U che trasversale V e sono dominate dalle tracce associate col passaggio dei *vortex cores* evidenziato in

precedenti lavori (e.g. Lau et al. 1972, Picard & Delville 2000, Tinney et al. 2007).

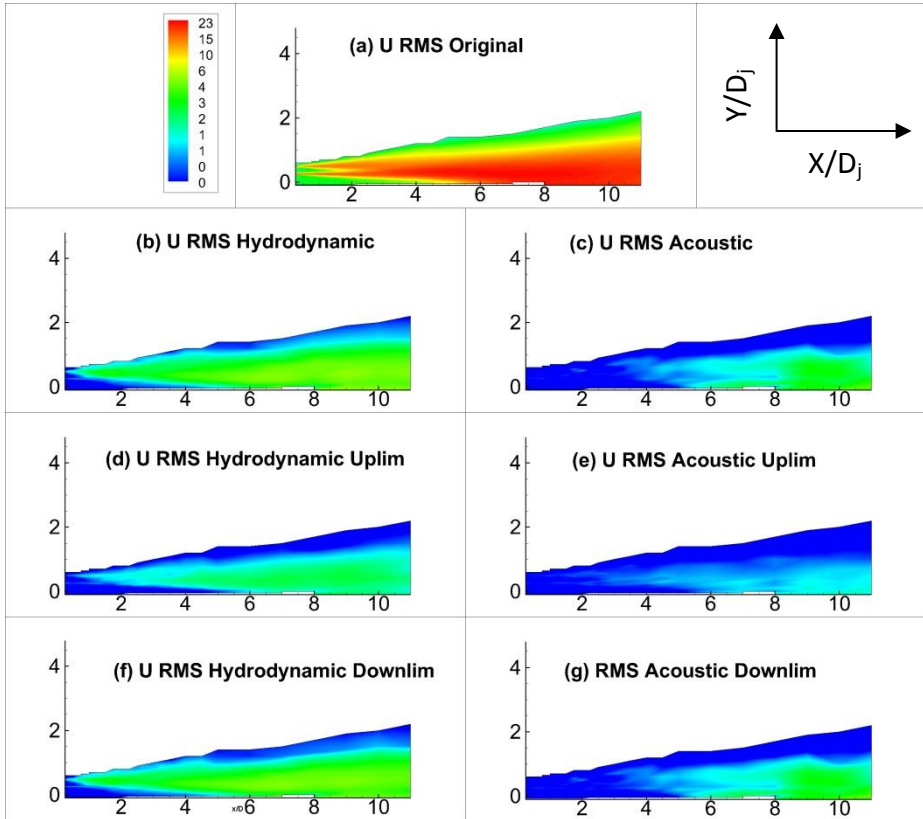


Figura 39 – Grafico dell’RMS per la componente U della velocità: (a) campo di velocità originale. (b)-(c) Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti acustiche e idrodinamiche delle pressioni del *nearfield*. (d) - (e) Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti intermittenti e non intermittenti dei segnali di pressione acustici nel *nearfield*. (f) - (g) - Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti intermittenti e non intermittenti dei segnali di pressione idrodinamici nel *nearfield*.

Osservando invece figura 39 c) e figura 40 c) si può invece notare che il contributo del flusso alle fluttuazioni di tipo acustico che raggiungono il *nearfield* è concentrata nella zona a valle del *potential core*, in una zona che si estende appunto tra i 7 ed i 10 diametri, come

rilevato in precedenza. Va sottolineato che la topologia di queste zone è diversa a seconda che si consideri la componente U o la V: nel primo caso la regione si sviluppa prevalentemente in direzione assiale, mentre nel secondo in quella ortogonale rispetto all'asse del getto.

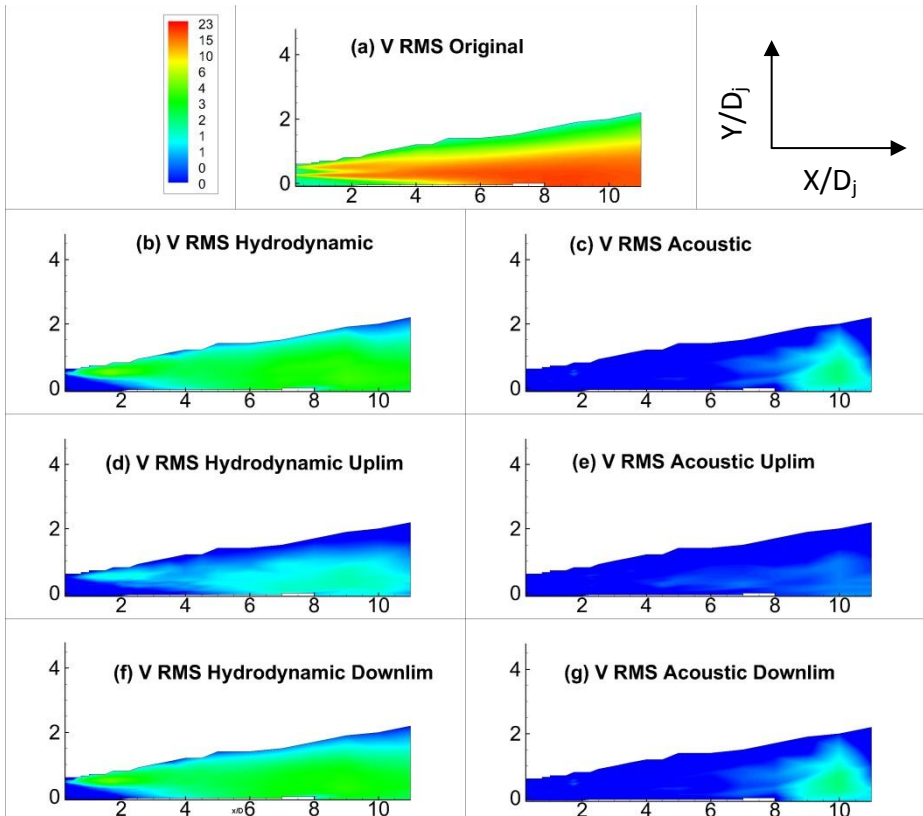


Figura 40 - Grafico dell'RMS per la componente V della velocità: (a) campo di velocità originale. (b)-(c) Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti acustiche e idrodinamiche delle pressioni del *nearfield*. (d) - (e) Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti intermittenti e non intermittenti dei segnali di pressione acustici nel *nearfield*. (f) - (g) - Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti intermittenti e non intermittenti dei segnali di pressione idrodinamici nel *nearfield*.

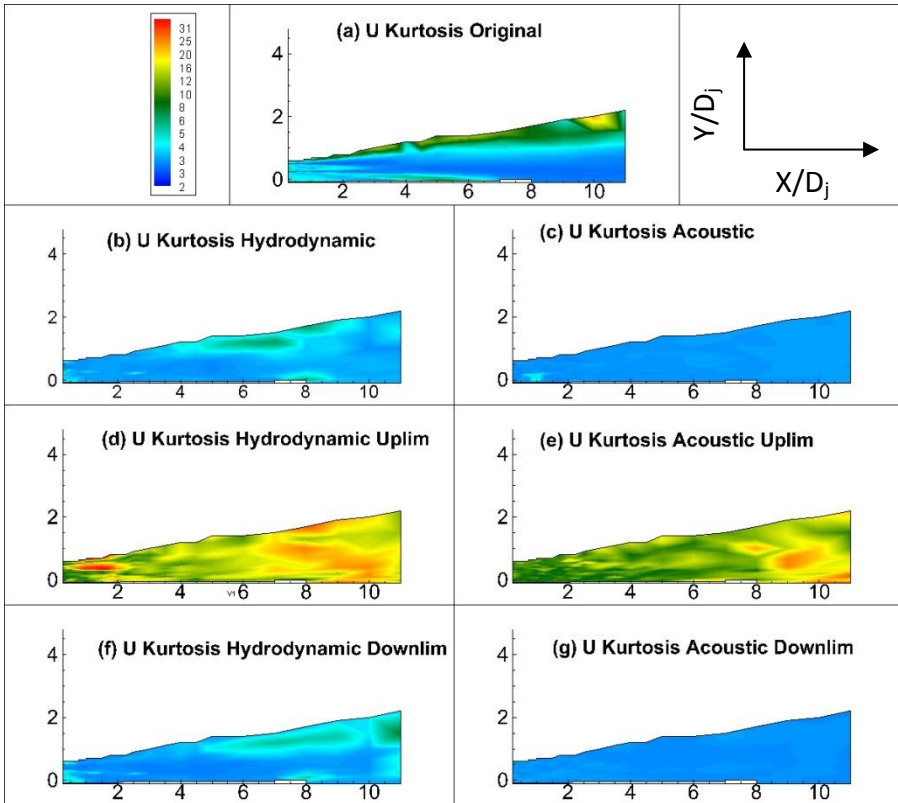


Figura 41 - Grafico del *kurtosis* per la componente U della velocità: (a) campo di velocità originale. (b)-(c) Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti acustiche e idrodinamiche delle pressioni del *nearfield*. (d) - (e) Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti intermittenti e non intermittenti dei segnali di pressione acustici nel *nearfield*. (f) - (g) - Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti intermittenti e non intermittenti dei segnali di pressione idrodinamici nel *nearfield*.

In figura 41 e in figura 42 gli stessi dati di rispettivamente figura 39 e figura 40 sono riportati in termini *kurtosis*. Le medesime regioni identificate attraverso l'analisi di cui al §5.3 sono individuate anche ora. Tuttavia adesso è possibile esaminare separatamente il contributo del campo di velocità alle fluttuazioni nel *nearfield* a carattere acustico e idrodinamico. Gli eventi intermittenti idrodinamici



dominano la zona che si estende dalla sezione di uscita del getto fino a  $1.5$  e  $2 D_j$  e compresa fra l'*inner* e l'*outer potential core*.

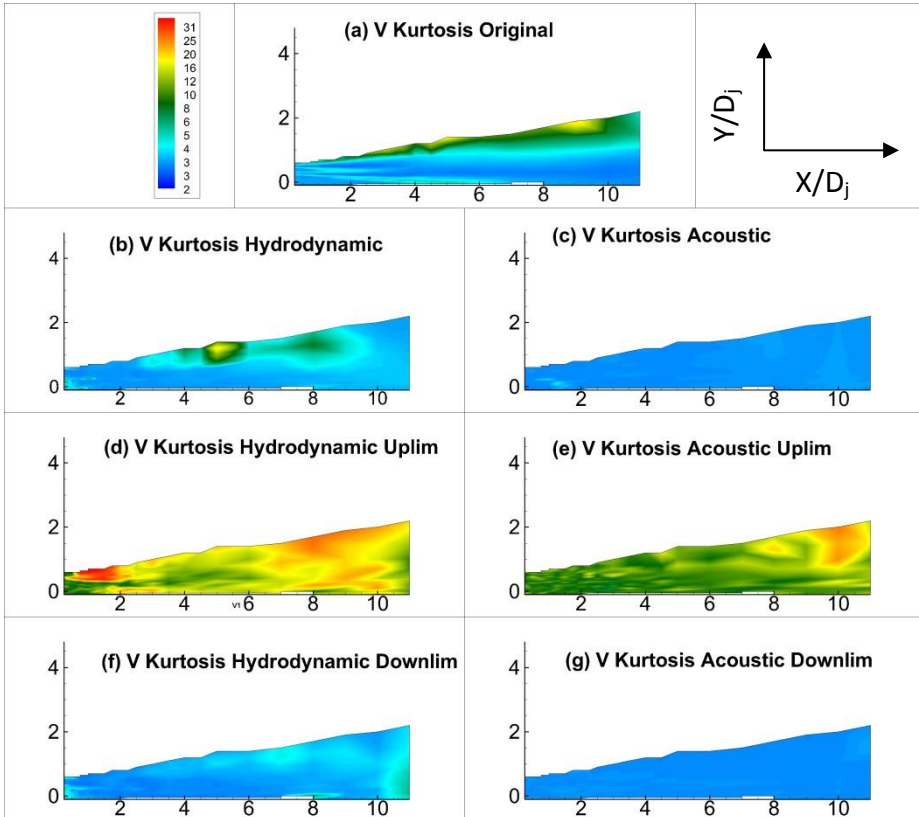


Figura 42 - Grafico del *kurtosis* per la componente V della velocità: (a) campo di velocità originale. (b)-(c) Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti acustiche e idrodinamiche delle pressioni del *nearfield*. (d) - (e) Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti intermittenti e non intermittenti dei segnali di pressione acustici nel *nearfield*. (f) - (g) - Campo di velocità stimato con LSE a partire dalle componenti intermittenti e non intermittenti dei segnali di pressione idrodinamici nel *nearfield*.

Questo risultato è in accordo con quanto rilevato da Grizzi & Camussi (2012), che hanno evidenziato una forte correlazione tra la velocità nel flusso e la pressione idrodinamica intermittente nel *nearfield* usando anche loro una tecnica basata sull'analisi *wavelet*. Questa regione è

caratterizzata da instabilità in un getto a flusso singolo, a cui si sommano fenomeni di interazione tra il getto primario e quello secondario nel caso coassiale.

Più a valle, dopo il termine del *potential core* del getto primario, tra 7 e 10  $D_j$ , si può identificare una seconda regione in cui gli eventi intermittenti, sia acustici che idrodinamici, giocano un ruolo nella generazione di fluttuazioni di pressione che si propagano verso il *nearfield*.

Picchi di *kurtosis* in figura 41 e) e in figura 42 e) evidenziano le regioni in cui sono localizzate le regioni del campo maggiormente implicate nella generazione di fluttuazioni acustiche intermittenti, dato che il campo di velocità essenzialmente è il risultato di una procedura affine alla media condizionale basata sulla condizione imposta dalle fluttuazioni di pressione acustiche intermittenti nel campo vicino. Bisogna altresì notare che la topologia di queste regioni presenta delle differenze a seconda che si consideri la componente di velocità assiale (figura 41 e)) o quella ortogonale (figura 42 e)) rispetto all'asse del getto, con uno sviluppo che è preferenziale nella direzione della componente di velocità di riferimento.

Le evidenze rilevate sono in accordo con le conclusioni di Hileman et al. (2005) e Bogey & Bailly (2007), che hanno identificato la produzione di rumore intermittente proprio in una zona compresa tra i 7 e i 10 diametri e hanno ipotizzato per questa sorgente un meccanismo fisico

legato alla deformazione del core potenziale prodotta dall'interazione con le strutture di larga scala.

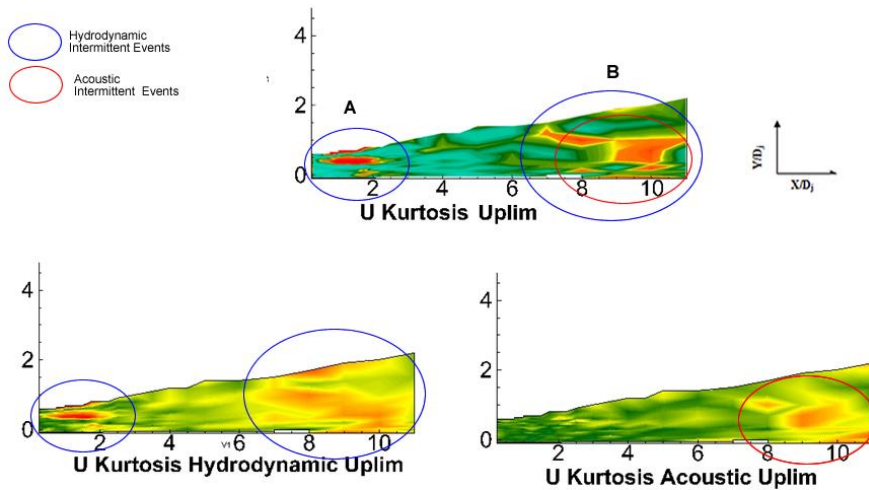


Figura 43 – Zone di produzione di fluttuazioni intermittenti nel campo di velocità (A) e (B). Nel primo caso si nota un'origine solo di tipo idrodinamico, nel secondo anche un contributo acustico.

L'interpretazione fisica del meccanismo di sorgente proposto da Hileman et al. (2005) sembra essere supportata dai risultati ottenuti con la metodologia di analisi WLSE che si stanno presentando in questo paragrafo. Si nota infatti che la regione in cui è localizzata la produzione del suono intermittente è compresa in una zona di altrettanto importante attività intermittente di tipo idrodinamico, che sappiamo essere legata alla convezione delle strutture vorticosi (Figura 43).

Tale evidenza sembra essere in accordo con quanto osservato da Hileman et al., che poco prima dell'emissione rumorosa hanno notato la formazione di strutture più piccole, ma sempre di larga scala, che

poi si disintegrano immediatamente prima dell'emissione sonora. Pertanto strutture del flusso intermittenti sembrano essere correlate nella generazione di rumore intermittente. La presenza di strutture del flusso dal comportamento fortemente intermittente nella regione a valle del *potential core* è stata rilevata anche in altri lavori precedenti (Camussi & Guj 1997, Guj et al. 2003).

Il meccanismo intimo che lega la generazione del rumore a questa regione del *flow field* resta comunque un fenomeno fisico ancora da indagare in studi futuri. L'analisi dei dati sperimentali usando una metodologia combinata *wavelet* e *Linear Stochastic Estimation* permette di individuare se non altro le regioni in cui gli eventi turbolenti intermittenti prendono parte alla generazione del rumore. Questo è un risultato non banale in quanto queste caratteristiche del flusso sono normalmente nascoste nelle misure di velocità del flusso a causa della complessità delle dinamiche presenti in un getto turbolento. Infatti già ora risulta possibile utilizzare l'approccio proposto nel presente lavoro di tesi per applicazioni pratiche quale l'analisi aeroacustica di un getto a cui sono applicate soluzioni per la riduzione del rumore e verificarne gli effetti sulle regioni implicate nella generazione del rumore.

## 8. Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato presentato uno strumento di analisi per indagare il ruolo degli eventi turbolenti intermittenti in un getto turbolento che sono responsabili dell'emissione di rumore. Il cosiddetto *jet noise* è infatti dovuto a due distinti contributi: l'azione delle strutture vorticose di piccola scala e quelle di grande scala, o coerenti, il cui comportamento è fortemente intermittente. Tuttavia attualmente non è ancora chiaro il meccanismo fisico che sottende alla generazione del rumore in nessuno dei due casi, e ciò rende molto difficile interpretare i dati di pressione e di velocità di un getto in termini di individuazione delle cause del rumore prodotto.

La metodologia è stata applicata a un database esistente basato sulle misure simultanee della pressione nel campo di pressione vicino irrotazionale e della velocità nel campo fluido rotazionale di un getto coassiale. I segnali di pressione sono dapprima processati mediante un filtraggio nel dominio di Fourier, al fine di separare le fluttuazioni di origine acustica-propagativa da quelle di origine idrodinamica-convettiva. Ciascuna delle due componenti viene ulteriormente scomposta in parte intermittente e non intermittente, attraverso un processo di filtraggio *wavelet* basato sul criterio del *Local Intermittency Measurement*. Fissando un valore di soglia per il LIM si dividono i coefficienti wavelet, si separano quelli associati ad eventi energetici e intermittenti dai restanti. Ognuna delle storie temporali così ottenute dal segnale originario è utilizzata per filtrare le misure di

velocità usando la tecnica *Linear Stochastic Estimation* in modo da identificare le dinamiche del flusso ad esse associate.

La metodologia sviluppata combina per la prima volta un approccio di tipo *wavelet* con uno di tipo stocastico lineare, da cui deriva la denominazione WLSE. I risultati delle analisi condotte sul database sperimentale permettono di individuare le regioni del getto che sono maggiormente implicate nella generazione di fluttuazioni di pressione intermittenti, sia acustiche che idrodinamiche. Esse non sono immediatamente visibili dalla semplice analisi dei dati velocimetri: infatti le regioni di massimo dell'energia cinetica turbolenta non coincidono con quelle di picco l'energia associata agli eventi intermittenti. Questi ultimi si osservano essere importanti essenzialmente in due regioni: la prima nella zona di confine tra il core potenziale primario e quello secondario all'uscita del getto, la seconda immediatamente a valle del *potential core* del getto primario. Come evidenziato dall'elevato livello di *kurtosis* dei campi di velocità condizionati, qui sono localizzati gli eventi turbolenti più energetici e intermittenti. Questo fenomeno fisico è normalmente nascosto nei segnali originali, dato che il campo di velocità misurato non mostra dei picchi così elevati di intermittenza.

Gli eventi intermittenti di tipo idrodinamico, che producono fluttuazioni di pressione di tipo convettivo associate all'evoluzione delle strutture vorticose, dominano una zona compresa tra i core potenziali del getto primario e di quello secondario, e che si estende

tra la sezione di uscita del getto fino a circa  $2 D_j$  di distanza. Questa rilevazione è in accordo con i risultati ottenuti dal recente studio di Camussi et al. (2012). A valle del core potenziale del getto primario, in una regione che si estende tra i 7 e i  $10 D_j$ , si può invece identificare una zona in cui sia gli eventi acustici che idrodinamici intermittenti sono importanti nella generazione di fluttuazioni di pressione che si propagano verso il campo di pressione vicino. Studi precedenti sono giunti a conclusioni simili (eg. Guj et al. 2003, Hileman et al. 2005, Bogey & Bailly 2007), ciò permette di validare i risultati ottenuti con la metodologia WLSE.

Quest'ultima combina la capacità della *Linear Stochastic Estimation* di evidenziare i legami causa-effetto in configurazioni di flusso complesso con l'abilità dell'analisi *wavelet* di isolare gli eventi intermittenti in un segnale. Queste tecniche sono state usate separatamente in studi aeroacustici precedenti, perciò lo scopo di questo lavoro di tesi è stato di verificare se l'uso simultaneo può rappresentare una metodologia efficiente per chiarificare il ruolo degli eventi turbolenti intermittenti nella generazione del rumore in un propulsore a getto.

I risultati ottenuti sono incoraggianti in quanto permettono di identificare le regioni del flusso in cui si concentrano gli eventi intermittenti che producono fluttuazioni di pressione che dal campo fluido raggiungono il campo di pressione vicino. Futuri sviluppi della tecnica sono possibili e devono essere indirizzati alla ricerca di strategie per studiare il meccanismo fisico delle sorgenti osservate.

## 7. Bibliografia

ADRIAN R.J., “Stochastic Estimation of the structure of turbulent fields”, Lecture on Stochastic Estimation, International Center for Mechanical Sciences, Udine, May 23-27, 1994.

ADRIAN R.J. , “Conditional Eddies in Isotropic Turbulence,” *Physics of Fluids* **22**, 2065–2070, 1979.

ARNDT R. E. A., LONG D. F., GLAUSER M. N., “The proper orthogonal decomposition of pressure fluctuations surrounding a turbulent jet”, *Journal of Fluid Mechanics* **340**, 1–33, 1997.

AHUJA K. K., LEPICOVSKY J., TAM C. K. W., MORRIS P. J. & BURRIN, R. H., “Tone-excited Jets: Theory and Experiments,” *NASA CR* **3538**, 1982.

BOGEY C., BAILLY C., “An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure fields of subsonic jets”, *Journal of Fluid Mechanics*, **538**, 71–97, 2007.

BRIDGES J., WERNET M. P., “Measurements of the Aeroacoustic Sound Source in Hot Jets”, *AIAA Paper* 2003-3130, 2003.

BRIDGES J., “Effect of Heat on Space-Time Correlations in Jets,” *AIAA Paper* 2006-2534, 2006.



CAMUSSI R., GUJ G., "Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows: intermittency and coherent structures", *Journal of Fluid Mechanics* **348**, 177-199, 1997.

CAMUSSI R., JACOB M.C., GRILLIAT J., CAPUTI GENNAO G., "Experimental study of a tip leakage flow: wavelet analysis of pressure fluctuations", *Journal of Fluid Mechanics* **660**, 87–113, 2008.

CAVALIERI A., JORDAN P., AGARWAL A., GERVAIS Y., "A Temporally-Localized Wave- Packet Model for Subsonic Jet Noise" *AIAA paper submitted to 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* AIAA-2010-3957, 2010.

CAVALIERI A., JORDAN P., GERVAIS Y., WEI M., FREUND J., "Intermittent Sound Generation in a Free- Shear Flow" *AIAA paper submitted to 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* AIAA-2010-3963, 2010.

COIFFET, F., JORDAN, P., DELVILLE, J., GERVAIS, Y. & RICAUD F., "Coherent structures in subsonic jets: a quasi-irrotational source mechanism" *Intl J. Aeroacoust.* **5**, 67–89, 2006.

DOTY M. J. MCLAUGHLIN D. K., "Space-Time Correlation Measurements of High-Speed Axisymmetric Jets using Optical Deflectometry," *Experiments in Fluids* **38**, 414-425, 2005.

FARGE M., "Wavelet transforms and their applications to turbulence", *Ann. Rev. Fluid. Mech.* **24**, 395–457, 1992.

FFOWCS -WILLIAMS J., "Noise source mechanisms. In Modern Methods in Analytical Acoustics", *Lecture Notes Springer*, 313–354, 1992.

GEORGE. W. K., BEUTHER, P. D. & ARNDT, R. E. A. "Pressure spectra in turbulent free shear flows", *Journal of Fluid Mechanics.* **148**, 155–191, 1984.

GRASSUCCI D., KERHERVÉ F., JORDAN P., CAMUSSI R., GRIZZI S., "Using Wavelet transforms and Linear Stochastic Estimation to study nearfield pressure and turbulent velocity signatures in free jets", AIAA Paper **2010-3954**, Stockholm

GOLDSTEIN M. E., "Aeroacoustics of turbulent shear flows". *Annu. Rev. Fluid Mech.* **16**, 263–285, 1984.

GUDMUNDSSON K., COLONIUS T., “Parabolized stability equation models for turbulent jets and their radiated sound” *AIAA paper submitted to 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* AIAA-2009-3380, 2009.

GUITTON, A., JORDAN, P., LAURENDEAU, E. & DELVILLE, J. “Velocity dependence of the near pressure field of subsonic jets: understanding the associated source mechanisms” *AIAA Paper* **2007-3661**, 2007

GUJ G., CARLEY M., CAMUSSI R., RAGNI A., “Acoustic identification of coherent structures in a turbulent jet” , *Journal of Sound and Vibration* **259**, 1037 – 1065, 2003.

HILEMAN J.I., THUROW B.S., CARABALLO E.J., SAMIMY M., “Large-scale structure evolution and sound emission in high-speed jets: real-time visualization with simultaneous acoustic measurements”, *Journal of Fluid Mechanics* **544**, 277-307, 2005.

HOWE W. L., “*Distribution of time-averaged pressure fluctuations along the boundary of a round subsonic jet*” *NASA Tech. Note* **D-468**, 1960

HOWE W. L., "Similarity of far noise fields of jets", *NASA Technical Report R-52*, 1960

JACOB M. C., GRILLIAT, J., CAMUSSI, R., CAPUTI GENNARO, G., "Experimental study of a tip leakage flow – part one: aerodynamic and acoustic measurements", *AIAA paper submitted to 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Rome, Italy, May 21-23, 2007*.

JORDAN P., TINNEY C. E., DELVILLE J., COIFFET F., GLAUSER M. N., HALL H., "Low dimensional signatures of the sound production mechanisms in subsonic jet: towards their identification and control," *AIAA Paper 2005-4647*, 2005.

JORDAN P., GERVAIS Y., "Subsonic jet aeroacoustics: associating experiment, modelling and simulation", *Experiment in Fluids* **44**, 1–21, 2008.

JUVÉ D., SUNYACH, M., COMTE-BELLOT G., "Intermittency of the noise emission in subsonic cold jets", *Journal of Sound and Vibration* **71**, 319-332, 1980.

KEAST, D. N. & MAIDANIK, G. "Studies in the near field of noise properties of a small air jet" *Bolt, Beranek and Newman, Report 1272*, February 1966.

KERHERVÉ F., JORDAN P., BOGEY C, JUVÉ D., “A Linear Reconstruction of Jet Flow Dynamics Associated with Downstream and Sideline Sound Emission” *AIAA paper submitted to 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* AIAA-2010-3965.

KERHERVÉ F., GUITTON A., JORDAN P., DELVILLE J., FORTUNÉ V., GERVAIS Y., TINNEY C., “Identifying the dynamics underlying the large-scale and fine-scale jetnoise similarity spectra”, *AIAA paper submitted to 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* AIAA 2008-3027.

LAU, J. C., FISHER, M. J. & FUCHS, H. V. “The intrinsic structure of turbulent jets”, *Journal of Sound and Vibration* **22**, 379–406m, 1972.

LEE I., SUNG H. J., “Multiple-arrayed pressure measurement for investigation of the unsteady flow structure of a reattaching shear layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, **463**, 2002

LEWALLE J., DELVILLE J., BONNET J.P., “Decomposition of Mixing Layer Turbulence into Coherent Structures and Background fluctuations”, *Flow Turbulence and Combustion* **64**, 301-328, 2000.

LIGHTHILL M. J., "On Sound Generated Aerodynamically: I. General Theory", *Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences*, **211**, 1952.

LIGHTHILL M. J., 1954, "On Sound Generated Aerodynamically: II. Turbulence as a source of sound"; *Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences*, **222**, 1954.

MAYES W. H., LANFORD W. E., HUBBARD, H. H. "Near-field and far-field noise surveys of solid-fuel rocket engines for a range of nozzle exit pressures", *NASA Tech. Note*, **D-21**, 1959.

MICHALKE A., FUCHS H.V., "On turbulence and noise of an axisymmetric shear flow", *Journal Fluid Mechanics*, **70**, 179-205, 1975.

MISITI M., MISITI Y. , OPPENHEIM G., POGGI J.M., "Wavelet Toolbox 4 User's Guide", *The MathWorks*, 1-28, 2009.

MOLLO-CHRISTENSEN, E. "Measurements of near field pressure of subsonic jet" NATO AGARD REP. **449**, 1963

MORRIS P. J., TAM, C. K. W., "Near and Far Field Noise From Large-Scale Instabilities Of Axisymmetric Jets," AIAA Paper 77-1351, 1977.

OLLERHEAD, J. B. "On the prediction of the near field noise of supersonic jets" *NASA REP.CR-857*, 1967.

PICARD C., DELVILLE J., "Pressure velocity coupling in a subsonic round jet", *Engng Turbul Model. Experiments*, **4**, 443–452, 1999.

PICARD C., DELVILLE J., "Pressure velocity coupling in a subsonic round jet", *Intl J. Heat Fluid Flow*, **21**, 359–364, 2000.

RAJARATNAM N., "Turbulent Jets"; *Elsevier Publishing Co.*, 1976

REBA R., SIMONICH J., SCHLINKER R., "Sound radiated by large- scale wave- packets in subsonic and supersonic jets", *AIAA paper submitted to 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* AIAA AIAA-2009-3256

REBA R., NARAYANAN S., COLONIUS, T., SUZUKI, T. "Modeling jet noise from organized structures using near field hydrodynamic pressure", *AIAA paper* **2005-3093**, 2005.

RIBNER H. S., "The generation of sound by turbulent jets", *Adv. appl. mech. VIII*, 103–182, 1964.

RICAUD F., "Étude de l'identification des sources acoustiques à partir du couplage de la pression en champ proche et de l'organisation

instantanée de la zone de mélange de jet”. Phd thesis, l’Université de Poitiers, Poitiers, France, 2003.

RUPPERT-FELSOT J., FARGE M., PETITJEANS P., “Wavelet tools to study intermittency: application to vortex bursting”, *Journal of Fluid Mechanics*, **636**, 2009

SEINER J. M., PONTON M. K., JANSEN B. J., LAGEN N. T., “The Effects of Temperature on Supersonic Jet Noise Emission,” *AIAA paper 92-02-046*, 1992.

SEINER J. M., KREJSA E. A., “Supersonic Jet Noise and the High Speed Civil Transport,” *AIAA Paper 89-2358*, 1989.

SUZUKI T., COLONIUS T., “Instability waves in a subsonic round jet detected using a near-field phased microphone array”, *Journal of Fluid Mechanics* **565**, 197–226, 2006.

TAM C. K. W., BURTON, “Sound generation by the instability waves of supersonic flows. part 2. axisymmetric jets,” *Journal of Fluid Mechanics*, **138**, 273-295, 1984.

TAM, C. K. W., CHEN P., “Turbulent Mixing Noise from Supersonic Jets,” *AIAA Journal* **32**, pp. 1774-1780, 1994.



TAM C. K. W., GOLEBIEWSKI M., SEINER J. M., "On the Two Components of Turbulent Mixing Noise from Supersonic Jets," *AIAA Paper* **96-1716**, 1996.

TINNEY C., COIFET F., DELVILLE J., GLAUSER M., JORDAN P., HALL A., "Spectral Linear Stochastic Estimation", *Experiments in Fluids* **41**, 763-775, 2006.

TINNEY C. E., JORDAN P., DELVILLE J., HALL A. M., GLAUSER M. N., 2007 "A time-resolved estimate of the turbulence and sound source mechanisms in a subsonic jet flow", *Journal of Turbulence* **87**, 1-20, 2007.

TINNEY C., JORDAN P., "The near pressure field of co-axial subsonic jets", *Journal of Fluid Mechanics*, **611**, 175-204, 2008.

WARDA H.A., KASSAB S.Z., ELSHORBAGY K.A., ELSAADAWY E.A. "An experimental investigation of the near-field region of a free turbulent coaxial jet using LDA" *Flow Measurement and Instrumentation*, **10**, 15-26, 2009.

## **8. Riconoscimenti**

I ringraziamenti vanno a tutti coloro con i quali va condiviso il merito per il compimento di questo lavoro.

Per questo voglio esprimere innanzitutto la mia gratitudine nei confronti del prof. Roberto Camussi, che mi ha proposto la strada del dottorato anche quando io stesso non ci pensavo, sostenendomi in un percorso che tutto è stato tranne che ordinario. Nonostante questo mi ha aiutato a tirare fuori il meglio che potevo, con competenza, pazienza, comprensione e tanta umanità, qualità rare da trovare in un docente universitario.

Come non ricordare il mitico Ing. Silvano Grizzi, un compagno di studi e di ricerche, ma anche un amico col quale condividere gioie e dolori, ingegneristici e non. Un uomo generoso, che ringrazio col cuore.

Ma un grazie va anche ai maestri dell'oscura l'oscura arte della stima stocastica lineare: i francesi, ivi compresi i naturalizzati, del Laboratorio di Studi Aerodinamici di Poitiers. Quindi ringrazio sentitamente i ricercatori Antoine Guitton, Peter Jordan, Julien Grillat, Franck Kerhervé.

Ora veniamo invece alla sezione morale e spirituale. Ringrazio la mia famiglia per avermi spinto alla scelta del dottorato e sostenuto in questi anni; ringrazio Maria Cristina per avermi supportato e sopportato nei momenti più duri, quando la fatica si faceva sentire; ringrazio il mio socio Marco per aver messo una pezza alle assenze dal lavoro quando ero impegnato nelle attività di ricerca. Ultimo ma non

ultimo ringrazio Maria, Madre del Divino Amore, alla quale ho affidato questo lavoro.