

**ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITA' DI BOLOGNA**  
**SCUOLA DI INGEGNERIA E ARCHITETTURA**  
- Sede di Forlì -

**CORSO DI LAUREA MAGISTRALE**  
**IN INGEGNERIA AEROSPAZIALE**

**ELABORATO FINALE DI LAUREA**

In

**Aerodinamica Applicata LM**

**Effetti della risoluzione spaziale nella stima della  
dissipazione con sensore hot-wire**

**CANDIDATO**  
Morello Marco

**RELATORE**  
Prof. Talamelli Alessandro

Anno Accademico 2013/2014 Sessione I



# INDICE TESI

## 1 LA TURBOLENZA

1.1	INTRODUZIONE.....	1
1.2	GENESI E STUDIO DEL MOTO TURBOLENTO.....	3
1.3	CASCATA DI ENERGIA E LE SCALE TURBOLENTE.....	7
1.4	LA TEORIA DI KOLMOGOROV.....	9
1.5	DISSIPAZIONE, PSEUDO-DISSIPAZIONE E SURROGATI.....	12
1.6	DISSIPAZIONE DELL'ENERGIA CINETICA TURBOLENTE...14	
1.7	OBIETTIVI DI RICERCA.....	16

## 2 GETTI

2.1	DESCRIZIONE.....	18
2.2	CAMPO DI VELOCITÀ MEDIA.....	20
2.2.1	VELOCITÀ MEDIA ASSIALE.....	20
2.2.2	REGIONE SELF-SIMILAR.....	21

## 3 ANEMOMETRI A FILO CALDO

3.1	INTRODUZIONE.....	23
3.2	PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO E MODALITA' DI UTILIZZO.....	24
3.2.1	PONTE DI WHEATSTONE.....	26
3.2.2	C.T.A.: ANEMOMETRI A TEMPERATURA COSTANTE...27	
3.2.3	C.A.T.: TUNNEL AERODINAMICO COASSIALE.....	28
3.2.4	ATTREZZATURE PER EFFETTURE LE MISURAZIONI.....	31
3.2.5	CALIBRAZIONE ANEMOMETRO.....	34
3.2.6	MISURAZIONI.....	35

## 4 PRESENTAZIONE DEI DATI SPERIMENTALI

4.1	INTRODUZIONE.....	36
4.2	PRESENTAZIONE DEI GRAFICI SPERIMENTALI.....	38
4.2.1	SONDA A FILI ORIZZONTALI.....	39
4.2.2	SONDA A FILI VERTICALI.....	44
4.3	INTRODUZIONE AL PROBLEMA DI ACQUISIZIONE CON FILO DA 1.2 $\mu$ m.....	49
4.3.1	IPOTESI 1: ERRORE DI CALIBRAZIONE.....	50

4.3.2	IPOTESI 2: PROBLEMA DI CONVERGENZA STATISTICA DEI DATI.....	51
4.3.3	IPOTESI 3:ANALISI DI DISTURBI ESTERNI.....	54
4.4	ESAME DELLE POSSIBILI CAUSE DEL DISTURBO.....	59
4.5	COMPARAZIONE DATI OTTENUTI CON LE DIVERSE SONDE.....	60
4.6	CONFRONTO DELLE DERIVATE OTTENUTE SPERIMENTALMENTE.....	62
5	CONCLUSIONI.....	69
	BIBLIOGRAFIA.....	71
	RINGRAZIAMENTI	





# Capitolo 1

## La turbolenza

### 1.1 INTRODUZIONE

La turbolenza è un argomento molto importante in materia di dinamica dei fluidi.

La sua complessità, la rende ancora oggi oggetto di numerosi studi sperimentali e teorici.

Nella vita di tutti i giorni la turbolenza è osservabile ovunque intorno a noi, basti pensare al fumo di una sigaretta, all'acqua che sgorga dal rubinetto, al vento... (vedi *Fig.1.1*).



*Fig 1: Esempi di turbolenza nella vita quotidiana*

Nell'osservare un moto turbolento si possono subito notare alcuni aspetti fondamentali come: instabilità, irregolarità e apparente casualità.

Come conseguenza di queste caratteristiche si ha che il campo di velocità di un moto turbolento varia significativamente in funzione delle variabili di tempo ( $t$ ) e spazio ( $x$ ).

Un altro aspetto che si può apprezzare dalla semplice osservazione macroscopica del moto, è la presenza di strutture vorticosi di diversa dimensione.

Nelle applicazioni ingegneristiche i flussi turbolenti sono molto comuni, basti pensare al flusso di una pompa, a un compressore, un motore a getto oppure un canale e tanti altri.

Il primo a notare questo tipo di moto fu Leonardo da Vinci, che per primo disegnò e commentò particolari tipi di flussi turbolenti. I primi studi sistematici sono però da attribuire all'inglese Osborne Reynolds che nel 1883, presso l'Università di Manchester, svolse un esperimento che consisteva nell'introdurre, tramite un tubo sottile, un liquido colorato all'interno di un tubo più grande contenente della normale acqua (*Fig.1.2*). Da questo esperimento notò che a seconda della

velocità con cui il liquido colorato veniva introdotto, il filetto che si formava assumeva forme differenti. Per basse velocità il filetto era praticamente rettilineo, mano a mano che la velocità aumentava il colore del filetto tendeva a diffondersi all'interno del tubo.

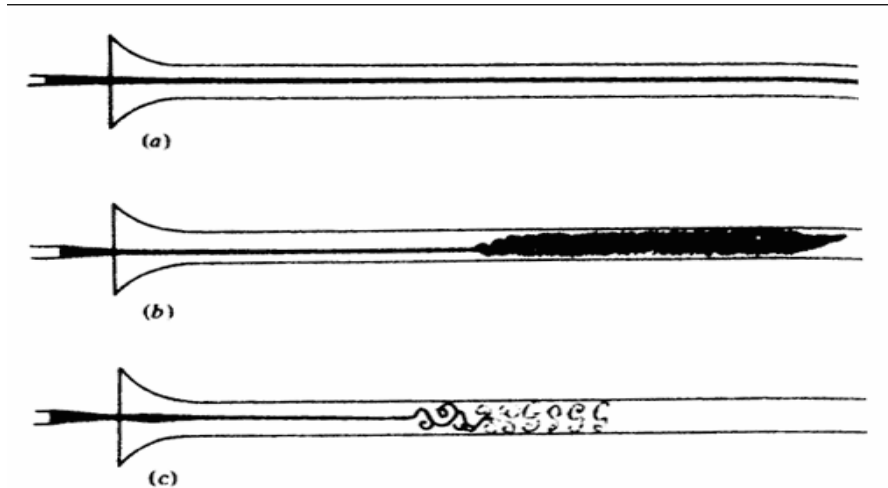


Fig 1.2: Esperimento di Reynolds: a) Flusso laminare, b) Il flusso diventa instabile, c) Il flusso diventa turbolento (da i suoi appunti del 1883)

Ripetendo l'esperimento con tubi di diversi diametri, individuò un valore adimensionale con il quale caratterizzava il moto.

Tale valore prende il nome di *numero di Reynolds* ed è dato dalla relazione:

$$(Eq.1.1.1) \quad Re = \frac{Ud}{\nu}$$

Dove  $U$  è la velocità media caratteristica, in questo caso il valore che si ottiene dividendo la portata in volume per l'area della sezione trasversale del condotto,  $d$  una lunghezza caratteristica, che qui è il diametro del tubo e  $\nu$  la viscosità cinematica che si ottiene dal rapporto della viscosità dinamica  $\mu$  con la densità  $\rho$ .

Come intuito e dimostrato da Reynolds, quando il *numero di Reynolds* assume valori sufficientemente elevati, la corrente laminare diventa instabile e, attraverso un processo di transizione che ancora oggi è oggetto di studi, il regime di moto diventa turbolento.

A partire dal 1941, il russo A.N.Kolmogorov decide di caratterizzare e studiare approfonditamente i moti con elevato *numero di Reynolds*, data la loro importanza a livello pratico.

La sua teoria sarà approfondita nei successivi capitoli.



## 1.2 GENESI E STUDIO DEL MOTO TURBOLENTO

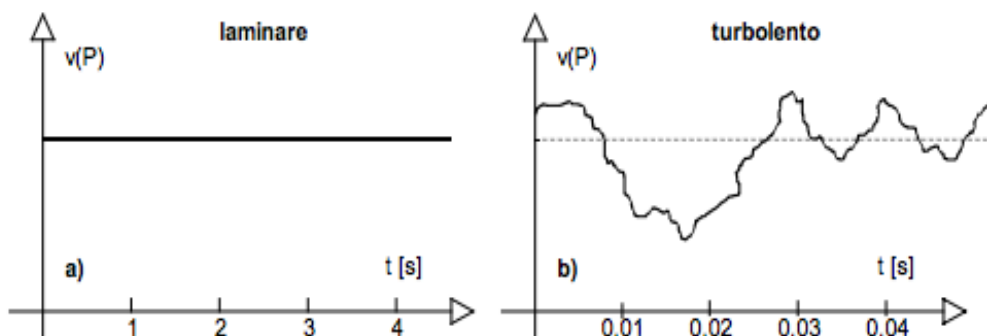
Un moto si definisce turbolento quando presenta una serie di caratteristiche fondamentali:

- Tridimensionalità
- Non stazionarietà, infatti sono presenti fluttuazioni temporali di tutte le variabili fisiche su un'ampia banda di frequenze, anche con condizioni al contorno stazionarie.
- Vorticità, cioè presenza di un vettore rotore di velocità.
- Intenso rimescolamento, cioè una diffusione di tutte le variabili fisiche scalari e vettoriali
- Andamento stocastico delle variabili

Un'implicazione degli aspetti descritti precedentemente, è che il campo di velocità del fluido varia significativamente sia nello spazio che nel tempo ( $U=f(x,t)$ ).

Posizionando un sensore di velocità in un punto fisso di una corrente stazionaria, esso fornisce due andamenti temporali completamente diversi e caratteristici, a seconda che il regime di moto sia laminare oppure turbolento (*Fig. 1.3*).

Come si può osservare dalla figura, sia il moto turbolento che quello stazionario presentano un andamento medio sostanzialmente stabile e costante.



*Fig 1.3: Andamento temporale del segnale di un anemometro collocato in un punto fisso di una corrente: a) stazionaria laminare, b) stazionaria in media ma turbolenta (da "An album of fluid motion" di Van Dyke)*

In regime di moto turbolento, le varie masse di fluido si muovono in maniera apparentemente disordinata e le singole particelle presentano traiettorie complicate.

Queste però si muovono intorno ad una traiettoria media ben precisa, che viene definita *direzione del moto medio* oppure *direzione media della corrente* (*Fig. 1.4*).

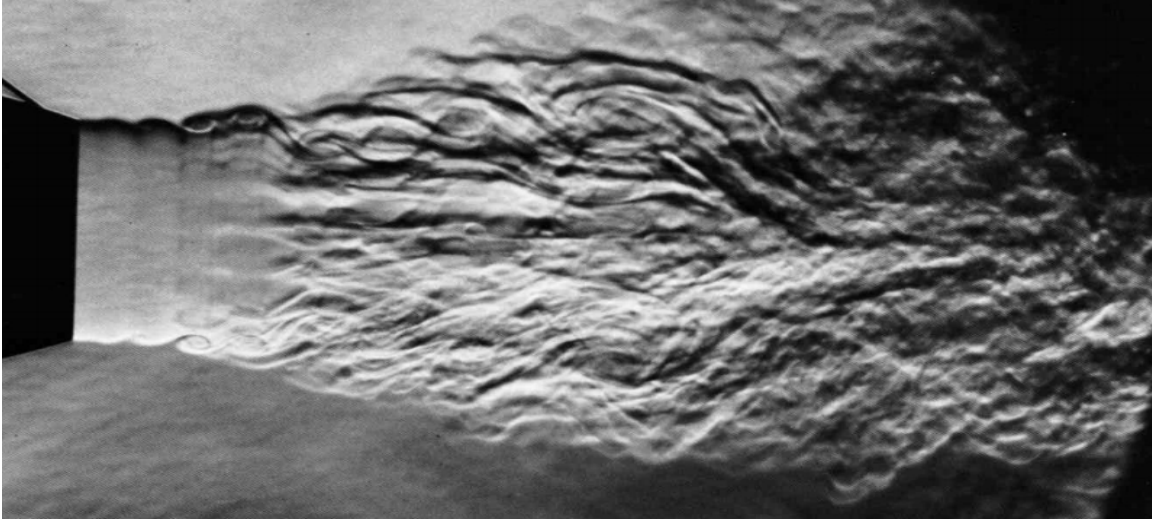


Fig 1.4: Un getto di aria subsonico che diventa turbolento (di Bradshaw, Ferris and Johnson, 1964 tratto da *An album of fluid motion*, Van dyke)

Il sistema di equazioni che governa il moto di un fluido continuo, newtoniano, a proprietà costanti è quello di Navier-Stokes. Di seguito vengono riportate le equazioni che compongono questo sistema:

- *Eq. continuità*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial(v\rho)}{\partial y} + \frac{\partial(w\rho)}{\partial z} = 0$$

- *Bilancio della quantità di moto in x:*

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(u^2\rho)}{\partial x} + \frac{\partial(vu\rho)}{\partial y} + \frac{\partial(wu\rho)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{xz}}{\partial z} \right]$$

- *Bilancio della quantità di moto in y:*

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(uv\rho)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2\rho)}{\partial y} + \frac{\partial(vw\rho)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial z} \right]$$

- *Bilancio della quantità di moto in z:*

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(uw\rho)}{\partial x} + \frac{\partial(vw\rho)}{\partial y} + \frac{\partial(w^2\rho)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial\tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zz}}{\partial z} \right]$$

- *Variazione dell'energia:*

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial uE}{\partial x} + \frac{\partial vE}{\partial y} + \frac{\partial wE}{\partial z} = -\frac{\partial up}{\partial x} - \frac{\partial vp}{\partial y} - \frac{\partial wp}{\partial z} - \frac{1}{RePr} \left[ \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right] + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial(u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz})}{\partial z} \right]$$

Le variabile utilizzate nel sistema sono:

- x, y e z le coordinate del sistema di riferimento cartesiano,
- u, v e w le componenti del vettore velocità,
- t il tempo,
- $\rho$  la densità del fluido,
- $\tau$  le componenti del tensore degli sforzi,
- E l'energia totale,
- q il flusso di calore,
- Re il numero di Reynolds,
- Pr il numero di Prandtl.

Le equazioni di N-S (Navier-Stokes) permettono di descrivere in maniera molto dettagliata e accurata il moto di un fluido. Il sistema è molto complesso e articolato, la sua soluzione analitica è, di fatto, irrealizzabile mentre sono possibili soluzioni di tipo numerico.

Alcune possibili metodologie di risoluzione numerica del sistema N-S sono:

- DNS (Soluzione Numerica Diretta)

come è deducibile dall'acronimo stesso, questa metodologia è basata sulla risoluzione diretta del sistema N-S. Se pur concettualmente semplice questo è molto complesso e articolato. Infatti, solo recentemente si è riusciti a risolvere alcuni casi di flusso a bassi numeri di Reynolds. La prima DNS di una corrente turbolenta in un tratto di canale piano indefinito, ad un numero di Reynolds pari a 3300 (appena sufficiente per l'autosostentamento del moto) è stata risolta soltanto nel 1987 e per farlo è stato usato il più potente calcolatore dell'epoca. Anche se dal 1987 la tecnologia ha fatto passi da gigante, e si sono sviluppate tecniche e schemi numerici molto più efficaci, la simulazione svolta allora potrebbe essere ripetuta, oggi, ad un numero di Reynolds al più, circa il doppio. A causa dei costi computazionali richiesti dalle DNS tuttora il loro utilizzo è limitato a valori di Re relativamente bassi e a geometrie molto semplici, che raramente si incontrano in problemi industriali.

- RANS (Equazioni Mediate di Reynolds)

con questo metodo si prende in esame solo il moto medio. Questa semplificazione permette di alleggerire notevolmente il costo computazionale del problema rendendo la risoluzione paragonabile a quella di un comune problema laminare e stazionario.

Per questa ragione è necessario introdurre dei modelli, detti *modelli di turbolenza*, che completano quello delle equazioni mediate di Reynolds.

Il problema consiste nell'esprimere i termini contenenti grandezze fluttuanti a media nulla, che si generano dalla media delle equazioni di N-S, in funzione di grandezze proprie del solo moto medio. Quest'ultimo è noto come *problema della chiusura*.

I vantaggi di questo metodo sono evidenti. Esistono comunque alcuni svantaggi legati alla formulazione dei *modelli turbolenti* e alla difficoltà di produrne con validità sufficientemente generale.

- LES (Simulazione con Vortici di Grande scala)

Le LES, si basano sulla discretizzazione spaziale e temporale del moto medio e delle sole strutture turbolente di scala relativamente grande.

Per accuratezza dei risultati e per impegno di risorse di calcolo questa metodologia si posiziona in un punto intermedio fra la soluzione delle RANS e delle DNS.

Le considerazioni su cui si basano le LES possono essere riassunte in:

- i vortici grandi e medi devono essere risolti esplicitamente, come una DNS
- soltanto i vortici piccoli si prestano a modellazione

Con le LES si può quindi sperare che, ricorrendo alla modellazione dei soli vortici piccoli, si possa al contempo avere un calcolo non eccessivamente complicato e abbastanza universale. Seppure meno accurate, sono evidentemente meno costose delle DNS e, riguardo le informazioni più significative della corrente (moto medio e strutture di grande scala) sono altrettanto affidabili.

### 1.3 CASCATA DI ENERGIA E SCALE TURBOLENTE

Uno dei concetti alla base dei moti turbolenti è quello della *cascata di energia*, introdotto per prima volta da Richardson nel 1922. La teoria si basa sull'idea che la turbolenza sia prodotta, attraverso l'energia cinetica, esclusivamente a grandi scale, paragonabili per esempio alla dimensione degli ostacoli che la generano. I vortici di grande scala infatti, hanno come dimensione caratteristica  $l_0$  che è paragonabile con quella caratteristica del flusso  $L$ , mentre la loro velocità caratteristica è  $u_0=u(l_0)$  che a sua volta è paragonabile con quella del flusso  $U$ .

Il numero di Reynolds che se ne ricava, anch'esso paragonabile al Reynolds del moto, è perciò pari a  $Re_0= u_0 l_0/\nu$ . Questi vortici sono altamente instabili e si degradano, trasferendo la loro energia, in vortici sempre più piccoli (per mezzo di meccanismi non viscosi) passando per scale intermedie.

Le scale intermedie, costituiscono il cosiddetto regime inerziale, caratterizzato dalla sola azione dei termini inerziali dell'equazione di Navier-Stokes.

Il processo di generazione di strutture progressivamente più piccole si arresta solo quando le dimensioni sono così ridotte da rendere le strutture sufficientemente stabili. A questo punto non potendo più trasferire la loro energia cinetica turbolenta a strutture minori queste la convertono in calore (Fig.1.6).

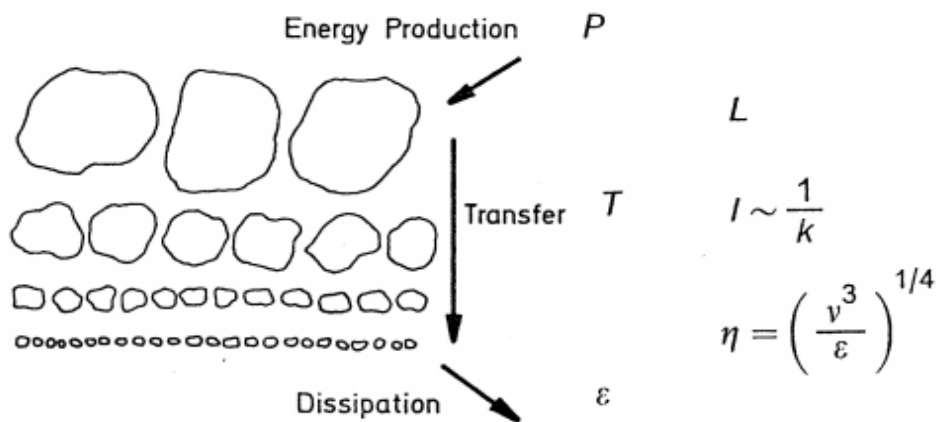


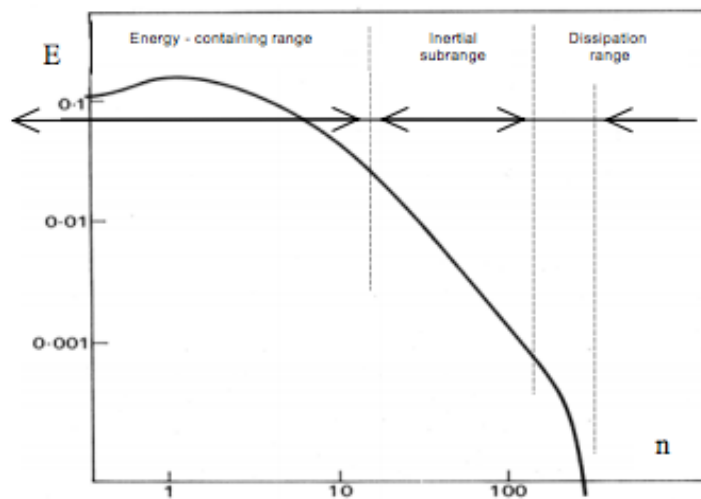
Fig 1.6: Schema della caduta di energia nella turbolenza(adattato da Schumann 1993)

In definitiva è possibile distinguere tre diverse scale vorticosose:

- Scale Grandi la cui dimensione caratteristica è  $L$  e dove si produce l'energia cinetica turbolenta.
- Scale Intermedie con dimensione caratteristica  $l$  che fungono da mezzo di trasporto dell'energia, dalle scale grandi a quelle più piccole.

- Microscale di dimensione caratteristica  $\eta$  che definiscono la regione in cui avviene la dissipazione.

Volendo esaminare la caduta di energia da un punto di vista energetico basta osservare la *Fig. 1.7*. Ogni corrente turbolenta è quindi caratterizzata da uno spettro continuo di scale spaziali, a ciascuna banda del quale compete un determinato contenuto energetico. Il grafico fornisce indicazioni sul contenuto energetico mediamente posseduto dalle strutture turbolente che hanno un certo numero d'onda ( $n$ ) ovvero una certa dimensione.



*Fig 1.7: Spettro d'energia in un punto fisso di uno strato limite turbolento (da An album of fluid motion di Van Dyke)*

## 1.4 LA TEORIA DI KOLMOGOROV

Nato nel 1903 nella periferia di Mosca Andrey Kolmogorov è stato uno dei più importanti matematici sovietici del ventesimo secolo. A lui si deve la teoria sulla turbolenza omogenea e isotropa del 1941. Kolmogorov è riuscito ad elaborare una teoria statistica della turbolenza ad alti numeri di Reynolds, nonostante l'evoluzione temporale di questi moti è imprevedibile e caotica.

Egli impone in primis una serie di ipotesi:

1. Omogeneità e isotropia in senso statistico
2. L'energia dissipata  $\varepsilon$  per unità di massa e nell'unità di tempo è indipendente dal numero di Reynolds nel limite di grandi Re.  
Ciò vuol dire che essa ha un limite finito per  $\nu$  che tende a zero.
3. Come osservato in *Fig.1.7* si possono individuare tre bande energetiche: una banda a piccoli numeri d'onda (grandi scale) dove l'energia viene iniettata e dove non c'è dissipazione; una banda a grandi numeri d'onda (piccole scale) dove agisce la dissipazione viscosa; infine una banda con numeri d'onda intermedia (banda inerziale), dove prevale il termine inerziale e dove l'energia non viene né creata né dissipata ma viene solo trasferita da/verso le altre due bande.
4. Le statistiche del moto turbolento dipendono solo dai parametri  $\varepsilon$  e  $\nu$ , e se la distanza tra i punti è grande rispetto alla scala dissipativa allora le funzioni di struttura non dipendono più da  $\nu$  ma solo da  $\varepsilon$ .

La seconda ipotesi è dovuta alla relazione della forza di attrito data da:

$$(Eq.1.4.1) \quad F = \frac{1}{2} C_D S U^2 \rho$$

Dove  $S$  è la sezione efficace,  $\rho$  la densità del mezzo e  $C_D$  il coefficiente d'attrito.

Si osserva che per  $Re$  che tende a valori grandi il  $C_D$  tende a diventare costante, mentre è inversamente proporzionale per  $Re$  che tende a numeri piccoli. In questo limite la forza d'attrito tende ad essere proporzionale alla velocità e non al suo quadrato. Il fattore  $0.5 C_D$  suggerisce che solo una frazione di questo momento viene effettivamente trasferita all'oggetto. L'energia cinetica dissipata nell'unità di tempo è perciò pari alla potenza della forza di attrito:

$$(Eq.1.4.2) \quad |FU| = \frac{1}{2} C_D \rho L^2 U^3$$

mentre l'energia cinetica dissipata per unità di massa nell'unità di tempo è:

$$(Eq.1.4.3) \quad \varepsilon = \frac{1}{2} C_D U^3 L^{-1}$$

In sintesi, la teoria di Kolmogorov si basa sull'idea che la turbolenza viene prodotta, per mezzo dell'energia cinetica esclusivamente a grandi scale mentre, per mezzo della viscosità quest'energia viene dissipata alle piccole scale (vedi Fig.1.8).

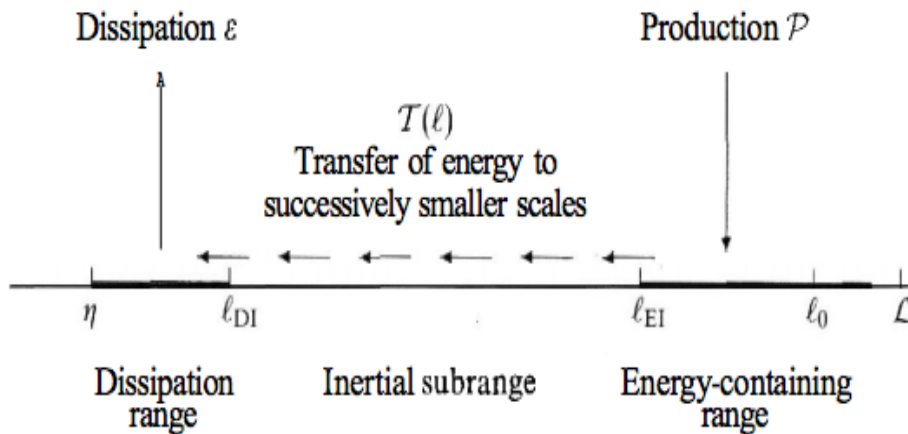


Fig 1.8: Schema della caduta di energia per alti numeri di Reynolds

Lo studio di Kolmogorov del 1941 ha come conseguenze essenziali due principi: il primo è che a tutte le scale del regime inerziale la turbolenza scala o è autosimile, vale a dire che ogni vortice dà vita in modo omogeneo a dei vortici più piccoli; il secondo principio riguarda la dissipazione d'energia e afferma che, al diminuire della viscosità, l'energia tende a un limite finito positivo.

Con la teoria di Kolmogorov diventa quindi possibile predire che in un fluido turbolento la differenza  $\delta v$  tra le velocità osservate in punti a distanza  $r$  tra loro, è proporzionale alla radice cubica di  $r$  stesso, in analogia con quanto discusso in precedenza.

Ciò implica che la distribuzione di probabilità della turbolenza a piccola scala è caratterizzata da una dipendenza da  $r$  come descritto nella seguente formula:

$$(Eq.1.4.4) \quad \langle \delta v(r)^n \rangle \approx r^{\frac{n}{3}}$$

Come conseguenza dell'analisi di Kolmogorov si trova che le proprietà della turbolenza nel regime inerziale diventano indipendenti dal numero di Reynolds, quando questo è sufficientemente grande.



Aumentare  $Re$  corrisponde a diminuire sempre più il valore della lunghezza dissipativa, su scala logaritmica il regime inerziale diventa quindi sempre più esteso.

Dati i due parametri fondamentali in un flusso turbolento  $\varepsilon$  e  $\nu$  è possibile definire le scale di tempo (Eq.1.4.6) e velocità (Eq.1.4.5) caratteristici delle piccole scale di Kolmogorov:

$$(Eq.1.4.5) \quad u_\eta = (\varepsilon \nu)^{\frac{1}{4}}$$

$$(Eq.1.4.6) \quad \tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Da queste si ricava poi il fattore di dissipazione come:

$$(Eq.1.4.7) \quad \varepsilon = \nu \left(\frac{u_\eta}{\eta}\right)^2 = \frac{\nu}{\tau_\eta}$$

Rapportando le piccole scale con le grandi si ottiene che:

$$(Eq.1.4.8) \quad \frac{\eta}{l_0} \sim Re^{-\frac{3}{4}}$$

$$(Eq.1.4.9) \quad \frac{u_\eta}{u_0} \sim Re^{-\frac{1}{4}}$$

$$(Eq.1.4.10) \quad \frac{\tau_\eta}{\tau_0} \sim Re^{-\frac{1}{2}}$$

Da queste relazioni, come previsto dalla teoria, aumentando il numero di Reynolds le scale di velocità e temporale delle piccole strutture ( $u_\eta$  e  $\tau_\eta$ ) diminuiscono comparate con le grandi ( $u_0$  e  $\tau_0$ ).

## 1.5 MISURE DELLA DISSIPAZIONE TRAMITE SURROGATI

Il seguente elaborato, come verrà poi discusso successivamente, ha l'obiettivo di esaminare la risoluzione spaziale nel calcolo della dissipazione tramite anemometri a filo caldo.

Prima di addentrarsi in tale argomento è utile fare una distinzione tra il concetto di dissipazione, pseudo-dissipazione e surrogati della dissipazione. La dissipazione e la pseudo-dissipazione coincidono in un flusso omogeneo e definiscono come l'energia cinetica turbolenta viene trasformata in energia interna.

Quello che si vuol verificare è l'effetto della risoluzione spaziale di un sensore a filo caldo nel calcolo delle derivate che ci permettono di ricavare la dissipazione.

Di conseguenza l'obiettivo è incentrato sul calcolo delle derivate e non della dissipazione.

Per questa ragione è possibile imporre la forte ipotesi che il moto turbolento che si sta esaminando è sia omogeneo che isotropo e per questo vale l'uguaglianza tra pseudo-dissipazione e dissipazione.

La pseudo-dissipazione è definita come:

$$(Eq.1.5.10) \quad \tilde{\varepsilon} = \nu \left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle$$

ed è relazionata con la dissipazione  $\varepsilon$  dalla:

$$(Eq.1.5.11) \quad \varepsilon = \tilde{\varepsilon} + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_i \partial x_j}$$

Volendo scrivere in forma estesa la dissipazione si ottiene l' Eq.1.5.12:

$$\begin{aligned} \varepsilon = & 2\nu \left[ \left\langle \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right\rangle \right] + \\ & + \nu \left[ \left\langle \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right)^2 \right\rangle \right] \end{aligned}$$

Con l'ipotesi di moto turbolento omogeneo e isotropo la differenza tra le due dissipazioni  $\varepsilon$  e  $\tilde{\varepsilon}$  è praticamente trascurabile, per questo motivo è sempre più comodo lavorare con la pseudo-dissipazione in quanto più facile da calcolare. La misura della dissipazione infatti, richiede il calcolo simultaneo delle nove derivate spaziali e temporali mentre la pseudo-dissipazione usa i surrogati che sono un sottoinsieme delle nove derivate.

La Fig.1.9 mostra il bilancio dell'energia cinetica turbolenta nella regione self-similar (che verrà descritta più nello specifico nel capitolo successivo) ottenuta plottando le grandezze presenti nella Eq.1.5.6, vale a dire:  $P$  produzione,  $\varepsilon$  dissipazione,  $-Dk/Dt$  flusso medio convettivo e  $-\zeta iT'$  trasporto turbolento.

Dal grafico è evidente come il termine di dissipazione sia dominante rispetto agli altri.

Inoltre è possibile osservare come ai bordi del getto il termine di produzione tende a zero mentre la dissipazione tende a bilanciarsi con il termine di trasporto turbolento.

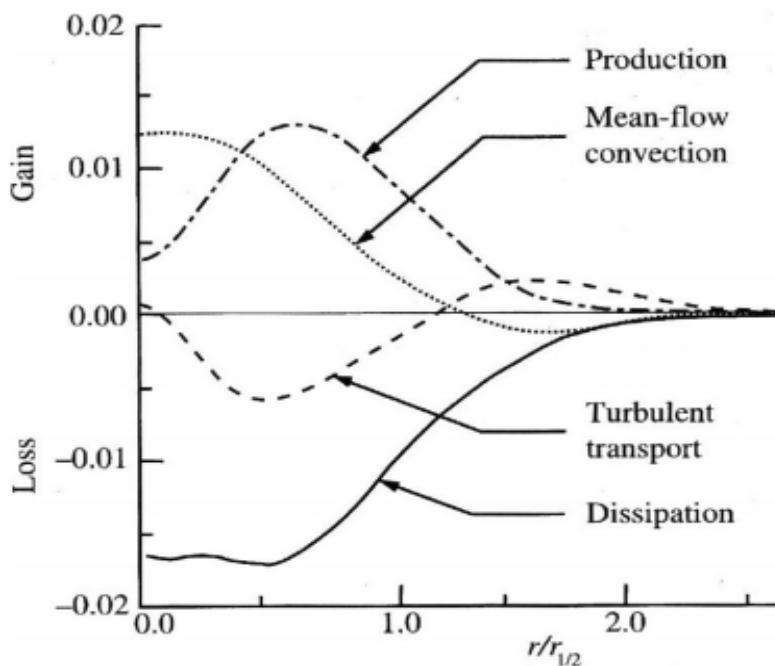


Fig 1.9: Bilancio dell'energia cinetica turbolenta nella regione self-similar del getto.

## 1.6 DISSIPAZIONE DELL'ENERGIA CINETICA TURBOLENTA

Come è stato precedentemente discusso il processo di generazione di strutture sempre più piccole durante la fase della cascata di energia, si arresta solo quando le dimensioni sono così ridotte da rendere le strutture sufficientemente stabili.

A questo punto non potendo più trasferire la loro energia cinetica turbolenta a strutture minori queste la convertono in calore che viene poi dissipato.

L'energia cinetica è data da:

$$(Eq.1.5.1) \quad \langle E(x, t) \rangle = E(x, t) + k(x, t)$$

Dove  $E(x, t)$  è l'energia cinetica del flusso medio:

$$(Eq.1.5.2) \quad E(x, t) = \frac{1}{2} \langle U \rangle * \langle U \rangle$$

mentre  $k(x, t)$  è l'energia cinetica turbolenta:

$$(Eq.1.5.3) \quad k(x, t) \equiv \frac{1}{2} \langle uu \rangle = \frac{1}{2} \langle u_i u_i \rangle$$

La formula dell'energia cinetica così scritta si ricava dalla decomposizione di Reynolds, la quale ottiene la velocità del flusso come somma della velocità media con le fluttuazioni:

$$(Eq.1.5.4) \quad U = \langle U \rangle + u$$

Le equazioni (1.5.1) e (1.5.2) possono rispettivamente essere riscritte anche come:

$$(Eq.1.5.5) \quad \frac{\bar{D}\bar{E}}{\bar{D}t} + \nabla \bar{T} = -P - \bar{\varepsilon}$$

$$(Eq.1.5.6) \quad \frac{\bar{D}k}{\bar{D}t} + \nabla T' = P - \varepsilon$$

Dove  $\varepsilon_m$  e  $\varepsilon$ , rispettivamente il fattore di dissipazione della velocità media e fluttuante, sono dati da:

$$(Eq.1.5.7) \quad \bar{\varepsilon} \equiv 2\nu \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}$$

$$(Eq.1.5.8) \quad \varepsilon \equiv 2\nu \langle s_{ij} s_{ij} \rangle$$

Con  $S_{ij}$  e  $s_{ij}$  i valori di velocità media e fluttuante del tensore di deformazione.

Mentre  $P$  è dato da:

$$(Eq.1.5.9) \quad P \equiv - \langle u_i u_j \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j}$$

Generalmente l'Eq (1.5.9) restituisce un valore positivo ed è considerata come una sorgente per l'Eq (1.5.6). Per questa ragione  $P$  è indicata come la *produzione di energia turbolenta* o più semplicemente *produzione*.

Il gradiente della velocità fluttuante ( $\partial u_i / \partial x_j$ ) lavora contro le fluttuazioni degli stress di deformazione ( $2\nu s_{ij}$ ) trasformando l'energia cinetica in energia interna.

Questo procedimento induce un incremento della temperatura che però è sempre trascurabile essendo molto piccolo. Nella regione self-similar (vedi capitolo 2) è stato dimostrato che il profilo di velocità  $\langle u_i \rangle / U_0$  e  $\langle u_i u_j \rangle / U_0^2$  è indipendenti dal Re, di conseguenza lo saranno anche  $k / U_0^2$  e  $P / (U_0^3 / r_{1/2})$ .

Dal bilancio dell'energia cinetica avremo quindi che anche la dissipazione, così come il termine di produzione e di trasporto turbolento, è scalata come  $\varepsilon / (U_0^3 / r_{1/2})$  ed è indipendente dal Re.

## 1.7 OBIETTIVI DI RICERCA

Idealmente quello che si vorrebbe ottenere con un anemometro a filo caldo è il calcolo della velocità puntuale in un punto generico all'interno di un flusso.

Questo sarebbe possibile solo se si disponesse di un sensore di dimensione infinitesima ma ciò è ovviamente impossibile.

Se pur molto piccola la lunghezza del filo che viene usato, non è del tutto trascurabile quando viene paragonata alla dimensione delle piccole scale vorticosi.

Infatti, se le dimensioni del filo fossero più grandi delle strutture turbolente il sensore non sarebbe in grado di leggere correttamente le fluttuazioni di queste scale e riporterebbe un valore di velocità media più grossolano. L'obiettivo primario di questo elaborato di tesi è quello di stimare l'effetto della risoluzione spaziale e quindi della lunghezza finita del sensore di un anemometro a filo caldo, sul calcolo delle derivate che contribuiscono a valutare la dissipazione.

Da una precedente tesi (vedi "Hot wire manufacturing and resolution effects in high Reynolds number flows" del dott. Fiorini Tommaso) è in parte possibile intuire cosa aspettarsi dall'analisi dei dati sperimentali esposti in questo elaborato. Uno dei risultati ottenuti nella sopracitata tesi, è l'andamento dello spettro di potenza di tre diverse sonde dotate ognuna di fili di diversa lunghezza (vedi Fig.1.10).

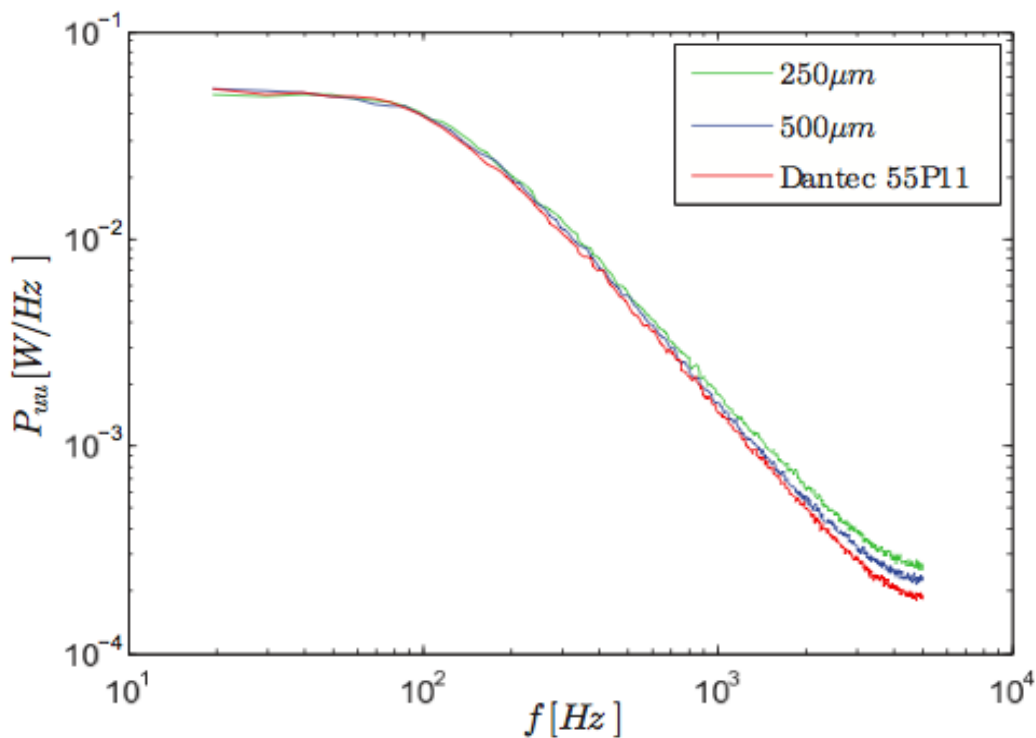


Fig 1.10: Potenza spettrale di diversi tipi di sonda a  $x/D=9$  e  $Re_D=9.5*10^4$  (da "Hot wire manufacturing and resolution effects in high Reynolds number flows" di Fiorini Tommaso)

Come si può osservare dal grafico della *Fig.1.10*, a basse frequenze li spettri di potenza dei diversi sensori coincidono. Aumentando la frequenza si nota come il sensore di lunghezza minore abbia valori di potenza spettrale maggiori rispetto a quelli misurati dai sensori di lunghezze maggiori.

L'analisi spettrale evidenzia quindi come l'attenuazione aumenti al crescere della frequenza.

Queste osservazioni, vanno a supportare la tesi che la sonda si comporta come un filtro passa-basso, con una frequenza di taglio proporzionale alla lunghezza del filo di cui è dotata.

In questa tesi andremo perciò a verificare che il risultato ottenuto nell'elaborato del dott. Fiorini sia valido anche per il calcolo delle derivate utili alla stima della dissipazione.

# Capitolo 2

## Getti

### 2.1 DESCRIZIONE

I getti sono il tipo di flusso aerodinamico sul quale è molto comune svolgere studi sulla turbolenza. Il getto si ottiene quando un flusso, di un qualsiasi tipo di fluido, esce da un ugello immettendosi in un altro fluido (Fig.2.1). Il flusso che si ottiene è statisticamente stazionario e assialsimmetrico.

I valori statistici del getto dipendono dalla coordinata assiale e radiale ( $x$  e  $r$ ), ma sono indipendenti dal tempo e dalla coordinata circonferenziale  $\theta$ .

Le velocità corrispondenti ad ogni asse sono denominate  $U$  per l'asse  $x$ ,  $V$  per l'asse  $r$  e  $W$  per la coordinata  $\theta$ .

In un getto ideale il flusso è definito completamente dalla variabile  $U_j$ ,  $d$  e  $\nu$  e quindi l'unico parametro adimensionale è il numero di Reynolds che si definisce come:

$$Re = \frac{U_j d}{\nu}$$

Dove  $U_j$  è la velocità del getto allo sbocco dell'ugello,  $d$  il diametro dell'ugello e  $\nu$  la viscosità cinematica.

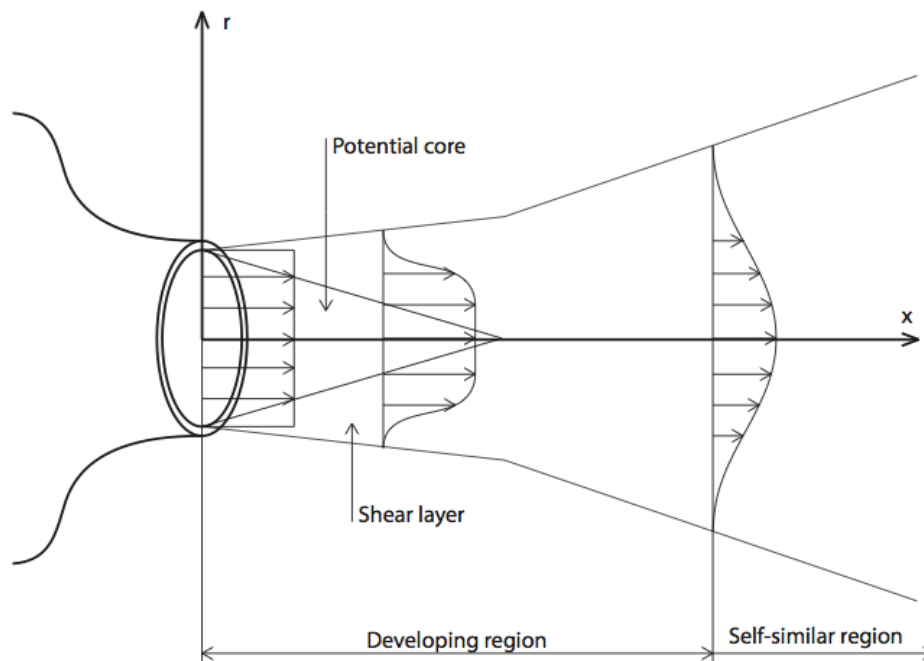


Fig 2.1: Schema di un getto (da Hot wire manufacturing and resolution effects in high Reynolds number flows di Tommaso Fiorini)



Il diametro  $d$  dell'ugello, è un valore che influenza fortemente il profilo di velocità che si ottiene in uscita. Infatti, quando il rateo di convergenza dell'ugello è molto grande si produce un profilo di velocità praticamente costante, viceversa quando il rateo è piccolo.

L'area appena fuori l'ugello è caratterizzata da un elevato gradiente di velocità, il quale induce la formazione di uno *strato limite* il quale sviluppandosi lungo l'asse  $x$  si interpone tra il getto e l'ambiente circostante. Il cono potenziale che si crea allo sbocco dell'ugello viene gradualmente sostituito dallo strato limite che alla distanza dall'uscita di circa sei volte il diametro  $d$ , diventa predominante e raggiunge l'asse del getto.

Oltre la regione potenziale esiste anche la regione di sviluppo, che si estende tra i  $0d$  e i  $20d$ , all'interno della quale il profilo di velocità assume la sua caratteristica forma a campana di Gauss (Fig.2.2).

Superati i  $20d$  il profilo di velocità media preserva la sua forma mantenendola, da lì in poi costante, questa zona è nota come regione self-similar.

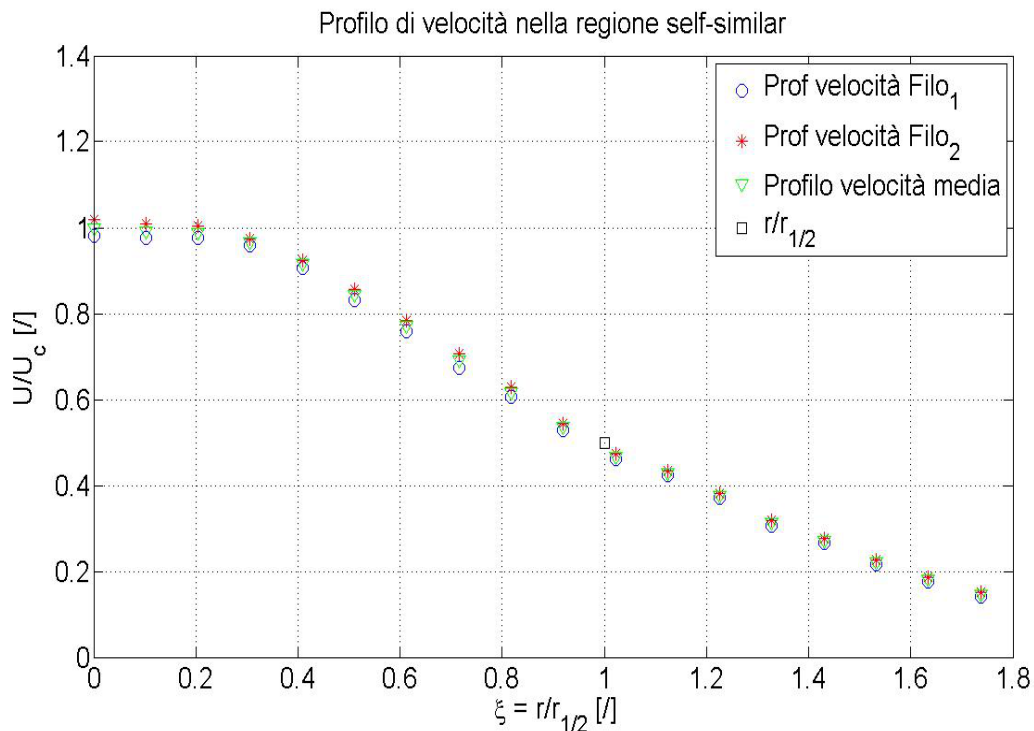


Fig 2.2: Profilo di velocità media normalizzato rispetto alla velocità assiale  $U_c$ , in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar. Calcolata con un filo di  $l=1000\mu\text{m}$  e  $d=5\mu\text{m}$  a 30 diametri di distanza dallo sbocco del getto.

## 2.2 CAMPO DI VELOCITÀ MEDIA

È abbastanza evidente che il profilo di velocità medio sia dominato dalla velocità media assiale  $U$ , mentre la velocità circonferenziale media  $W$  è nulla e la velocità radiale  $V$  è di un ordine di grandezza più piccola di  $U$ .

L'asse di simmetria dell'ugello è anche l'asse di simmetria del profilo di velocità della  $^aU$ .

### 2.2.1 VELOCITÀ MEDIA ASSIALE

Aumentando la distanza lungo  $x$  il getto continua a espandersi radialmente modificando il suo profilo, ma mantenendone costante la forma.

Definendo la velocità media sull'asse del getto come:

$$U_0(x) = \langle U(x, 0, 0) \rangle$$

e la metà della larghezza del getto come  $r_{1/2}$ , ottengo che:

$$\langle U(x, r_{1/2}(x), 0) \rangle = \frac{1}{2}U_0(x)$$

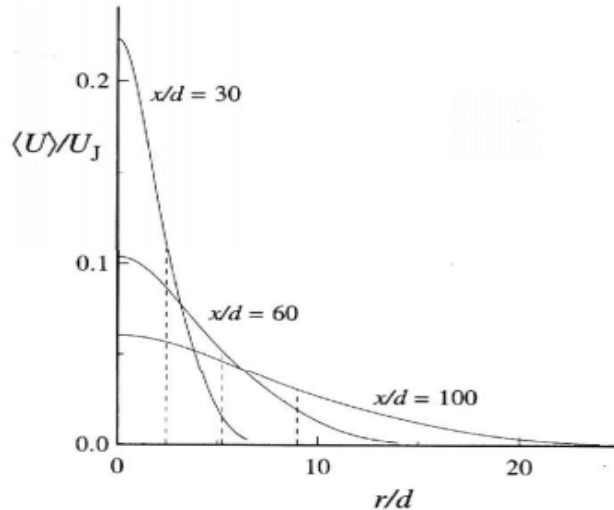


Fig 2.3: Profilo di velocità medio radiale in un getto turbolento con  $Re=95500$  per 3 valori di  $x/d$  (da Hussein et al.(1994))

Quando supero la regione di sviluppo (circa  $x/d > 30$ ) il profilo di velocità  $^aU/U_0(x)$  collassa in una singola curva che da lì in poi resterà costante (Fig.2.3).

È perciò possibile concludere che il profilo di velocità medio diventa self-similar.

## 2.2.2 REGIONE SELF-SIMILAR

Nello studio della turbolenza il concetto di self-similarity è sicuramente di rilevante importanza.

La relazione matematica che descrive questo andamento è data da:

$$\frac{U_0(x)}{U_j} = \frac{Bd}{(x - x_0)}$$

Con  $U_0$  velocità sull'asse,  $U_j$  velocità allo sbocco dell'ugello,  $d$  diametro dell'ugello,  $B$  costante empirica detta velocità di decadimento e  $(x-x_0)$  distanza reale dal punto di generazione del getto.

Mentre  $x$  è la distanza dallo sbocco dell'ugello la  $x_0$ , detta origine virtuale, è il punto che anticipa lo sbocco dell'ugello e dove si ipotizza la creazione del getto.

Di conseguenza si riformula anche  $r_{1/2}(x)$ , che diventa :

$$r_{\frac{1}{2}} = S(x - x_0)$$

Dove  $S$  è il rateo di diffusione del getto (costante). Essendo  $U_0(x) \approx x^{-1}$  e  $r_{1/2}(x) \approx x$  il valore di Reynolds locale  $Re_0(x) = U_0(x)r_{1/2}(x)/\nu$  è indipendente da  $x$ .

	Panchapakesan & Lumley (1993)	Hussein (1994) hot-wire data	Hussein (1994) laser doppler data
Re	11'000	95'500	95'500
S	0,096	0,102	0,094
B	6,06	5,90	5,80

Fig 2.4: Tabella di esperimenti svolti per il calcolo di  $S$  e  $B$

Dalla tabella riportata in Fig.2.4 si può notare come  $B$  e  $S$  rimangono sostanzialmente costanti al variare del numero di Reynolds, le piccole differenze sono sicuramente legate alle incertezze sperimentali.

Con queste considerazioni è ora possibile definire il profilo di velocità medio nella regione self-similar come:

$$f(\eta) = f(\xi) = \frac{\langle U(x, r, 0) \rangle}{U_{0(x)}}$$

Dove  $\xi \equiv r/r_{1/2}$  e  $\eta \equiv r/(x-x_0)$  sono le variabili di similarità lungo la direzione di  $r$ , le quali sono relate tra loro secondo:  $\eta = S \xi$ .

# Capitolo 3

## Anemometri a filo caldo

### 3.1 INTRODUZIONE

Le misure della velocità di una corrente fluida rivestono un ruolo importante in campo scientifico, industriale ed economico.

Il numero e la tipologia degli strumenti di misura disponibili sul mercato sono estremamente vari, a seconda delle differenti caratteristiche fisiche del fluido oggetto delle misure (comprimibile o incompressibile), della effettiva distribuzione del campo di velocità (laminare o turbolento), del tipo di moto (subsonico, transonico o supersonico), delle caratteristiche metrologiche richieste (precisione, linearità e risposta in frequenza) e della facilità di uso.

Uno degli strumenti tutt'ora fondamentale per le ricerche in ambito fluido-dinamico è l'anemometro a filo caldo.

Nato alla fine del 1800 è ancora oggi uno degli strumenti maggiormente utilizzati, nonostante lo sviluppo negli ultimi decenni dell'anemometria laser.

Ciò è dovuto alla sua eccellente risposta in frequenza, alla sua ottima sensibilità a bassa frequenza, alla sua buona risoluzione spaziale ed al suo costo relativamente contenuto.



*Fig 3.1: Foto di una sonda a doppio filo caldo*

## 3.2 PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO E MODALITA' DI UTILIZZO

In commercio esistono diversi modelli di anemometri a filo caldo tra i più utilizzati troviamo:

- **CCA (Costant Current Anemometer)**: anemometri a corrente costante
- **CTA (Costant Temperatur Anemometer)**: anemometri a temperatura costante

Il principio di funzionamento è basato sull'equilibrio termico tra il calore prodotto per effetto Joule (quando il filo di resistenza  $R$  è attraversato da una corrente  $I$ ) ed il calore asportato per convezione dalla corrente fluida. In condizioni di equilibrio termico si ha:

$$(Eq.3.1) \quad RI^2 = hS(T_f - T_c)$$

in cui  $h$  è il coefficiente di convezione,  $S$  la superficie di scambio termico,  $T_f$  la temperatura del filo e  $T_c$  la temperatura della corrente fluida.

Per un dato fluido e per una determinata sonda,  $h$  varia con la velocità  $V$ , secondo la relazione:

$$(Eq.3.2) \quad h = C_1 + C_2\sqrt{V}$$

con  $C_1$  e  $C_2$  costanti. Sostituendo l' Eq.2.2 nell' Eq.2.1 si ha:

$$(Eq.3.3) \quad RI^2 = (C_1 + C_2\sqrt{V})S(T_f - T_c)$$

Tale relazione lega la velocità  $V$  (grandezza di input) con i parametri  $I, R$  e  $T_f$  (possibili variabili di output). Quest'ultimi però, non sono indipendenti tra loro.

Infatti, la resistenza elettrica varia con la temperatura secondo l'equazione 3.4:

$$(Eq.3.4) \quad R = R_0 [1 + \alpha(T_f - T_c)]$$

Ammettendo quindi che la temperatura, la pressione e la densità del fluido rimangano costanti, la velocità  $V$  può essere così determinata:

1. mantenendo costante la temperatura del filo  $T_f$  e misurando l'intensità di corrente (metodo a

temperatura costante CTA)

2. mantenendo costante l'intensità di corrente  $I$  e misurando la temperatura del filo, ovvero la sua resistenza  $R$  (metodo a corrente costante CCA)

Il principale pregio degli anemometri a filo caldo risiede nella loro elevata banda passante che consente di misurare variazioni rapide di velocità.

Per contro sono strumenti molto delicati e vengono prevalentemente impiegati nel caso di correnti prive di impurità.

### 3.2.1 PONTE DI WHEATSTONE

Il funzionamento dell'anemometro prevede l'utilizzo di un ponte di Wheatstone, tramite il quale è possibile valutare con precisione la variazione di resistenza elettrica.

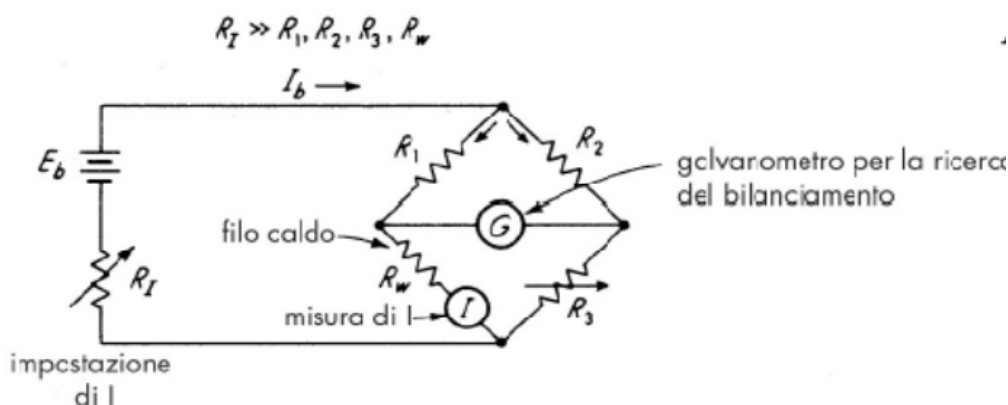


Fig 3.2: Ponte di Wheatstone

Il ponte è un circuito a sei lati e quattro nodi (Fig.3.2)

Di questi sei lati uno è costituito dalla resistenza incognita  $R_w$ , che nel nostro caso è rappresentata dalla resistenza totale della sonda (filo, supporto e cavi), tre da resistenze di precisione tarate, di cui una variabile, mentre gli altri due lati sono formati da un misuratore di corrente e da un generatore di corrente continua o da una batteria.

Se la relazione dei due resistori del lato conosciuto ( $R_3/(R_3+R_2)$ ) è uguale alle relazione delle altre due resistenze del lato non noto ( $R_w/(R_w+R_1)$ ), la differenza di potenziale elettrico tra i due punti intermedi sarà nulla e pertanto non avrà neanche passaggio di corrente.

Il ponte si dirà in equilibrio quando il galvanometro (G) misurerà un passaggio di corrente nullo.

Per ottenere questo equilibrio si fa variare il resistore  $R_3$  fino a che il galvanometro non segna zero.



### 3.2.2 CTA: ANEMOMETRI A TEMPERATURA COSTANTE

Nel seguente elaborato si utilizzano anemometri di tipo CTA.

Come precedentemente accennato, questi anemometri, si basano sul mantenimento della temperatura e quindi della resistenza del filo ad un valore costante, tramite la variazione dell'intensità di corrente che lo attraversa.

La quantità di calore asportato dal fluido (principalmente per convezione) varia a seconda della velocità e della direzione del flusso.

Dall'intensità della corrente che attraversa il filo, ovvero dalla caduta di tensione ai suoi capi, si risale alla velocità del flusso istante per istante.

Se la velocità del fluido aumenta, aumenta anche la corrente necessaria per mantenere immutata la temperatura e la resistenza del filo.

Questa variazione della corrente si effettua mediante il reostato  $R_f$  posto in serie all'alimentazione (vedi Fig.3.2).

Quando il galvanometro indica che il ponte è di nuovo in equilibrio la variazione della corrente letta sull'amperometro (I), fornisce la variazione di velocità.

L'operazione appena descritta viene effettuata in maniera automatizzata utilizzando un sistema di retroazione (vedi Fig.3.3).

L'amplificatore posto nel ramo di retroazione amplifica lo squilibrio che rileva sul ponte e pilota il generatore di corrente per riportare il ponte alla condizione di equilibrio iniziale.

L'anemometro a temperatura costante è più adatto per analisi di fenomeni turbolenti, in quanto la corrente è più facilmente regolabile e le risposte in frequenza sono più alte.

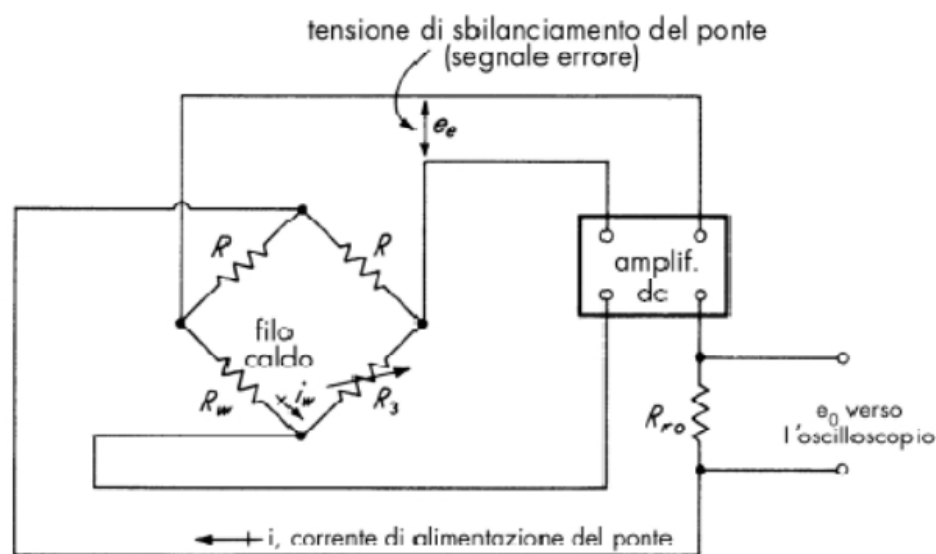


Fig 3.3: Schema funzionale di un anemometro a temperatura costante con sistema retroazionato a bilanciamento automatico

### 3.2.3 C.A.T. : TUNNEL AERODINAMICO COASSIALE

I dati utilizzati in questo elaborato di tesi sono state ricavate presso il laboratorio di aerodinamica della facoltà di ingegneria aerospaziale di Forlì.

Nel laboratorio si dispone di tutti i macchinari e i mezzi per poter svolgere in maniera completamente autonoma gli esperimenti necessaria per confutare l'obiettivo di questa tesi.

Il principale dispositivo presente senza il quale non sarebbe stato possibile effettuare alcuna misurazione è il Tunnel Aerodinamico Coassiale.

Viene disegnato dal professor Buresti al dipartimento di ingegneria aerospaziale di Pisa (DIA) nel 2000 e poi sviluppato ulteriormente dall'ingegner Burattini nel 2002.

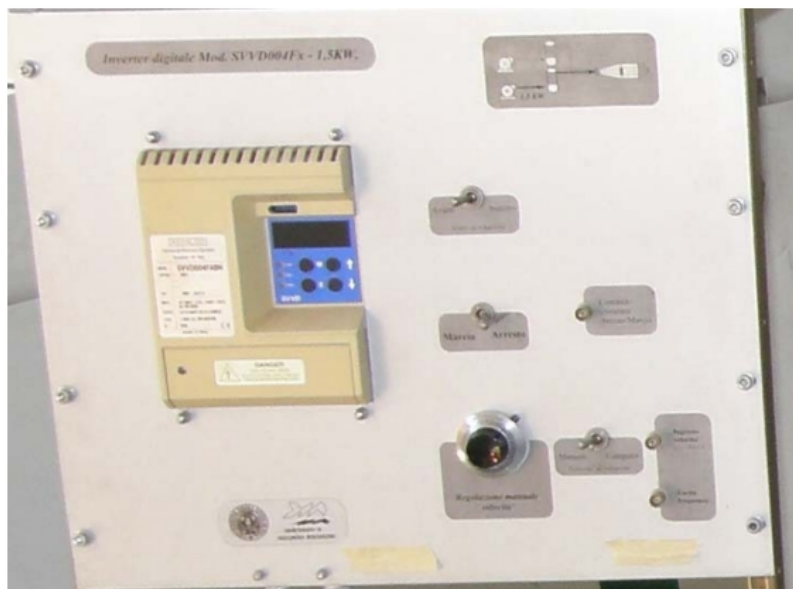
Infine viene spedito all'università di Bologna come parte di un progetto di cooperazione fra i due dipartimenti.

Il dispositivo può essere usato per la studio del mescolamento di due strati in quanto è costituito da due getti coassiali.

Nei successivi esperimenti però, viene utilizzato solo un getto (quello interno).

È composto da due pompe centrifughe indipendenti, una per ogni getto, trascinate da motori elettrici trifase dalla potenza massima di 1,5Kw per il getto interno e di 4Kw per il getto esterno.

Il getto del CAT può essere regolato manualmente tramite comandi posti sull'inverter (*Fig.3.4*).



*Fig 3.4: Blocco inverter per la gestione de C.A.T.*

Si imposta in primis la direzione del getto in “avanti” , “manuale” per la regolazione della velocità e infine si avviano i motori switchando su “marcia”.

A questo punto la velocità viene regolata tramite la manopola, mentre viene visualizzata a display la

frequenza della corrente passata ai motori trifase.

La velocità del getto è una funzione lineare della velocità di rotazione della pompa centrifuga, rendendo relativamente semplice la correlazione fra le due.

La velocità con cui sono stati svolti gli esperimenti di questa tesi è di circa 22m/s allo sbocco del CAT il che corrisponde ad una frequenza letta sull'inverter di 33.8Hz.

Per evitare che nel flusso venga introdotta turbolenza indesiderata si dispone davanti ogni fan una camere di pre-calma (una per ogni getto).

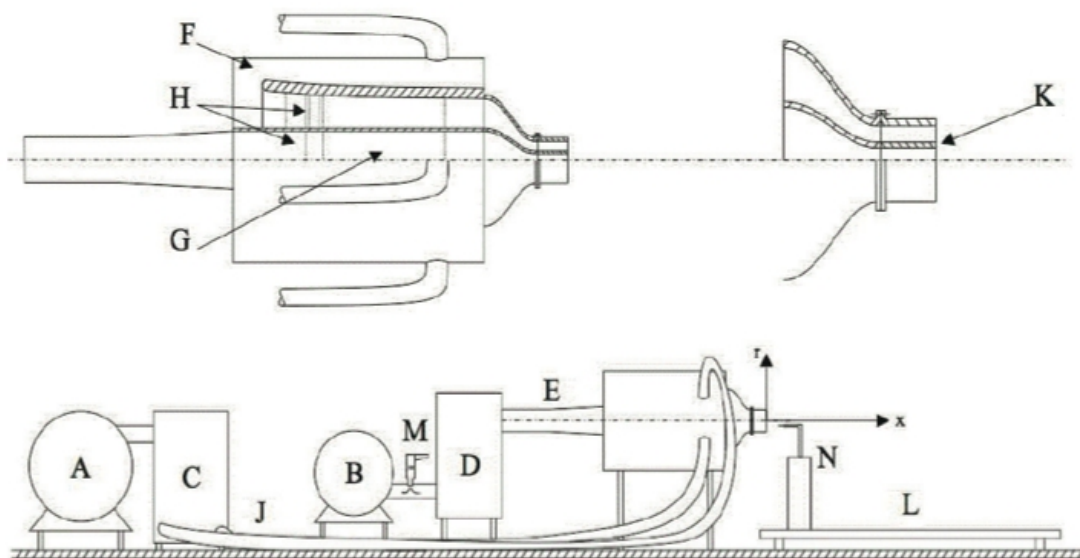
La camera di pre-calma del flusso esterno è collegata al tunnel per mezzo di tubi flessibili mentre quella del flusso interno è collegata tramite un divergente.

Il condizionamento del flusso invece è svolto da 3 setacci ed un honeycomb per il getto centrale e di 5 setacci ed un honeycomb per il getto esterno.

È necessario che questo strumento operi in ampi spazi chiusi, per evitare interferenze esterne di tipo atmosferico, e sia lontano da pareti o ostacoli che possano in qualche modo influenzare la direzione del getto. Il CAT è inoltre dotato di due slitte automatizzate per la movimentazione della sonda durante la fase di acquisizione dati: una per la movimentazione lungo l'asse x e una per la movimentazione lungo l'asse y. Quest'ultima è comandata tramite un Vis di Labview.

Prima di utilizzarlo è importante che il CAT e la slitta siano a livello e ben stabili.

La Fig.3.5 espone uno schema funzionale del CAT mentre nella Fig.3.6 è possibile osservare una sua fotografia.



*Fig 3.5: Schema del dispositivo CAT: A) pompa getto esterno, B) pompa getto interno, C) camera di pre-calma getto esterno, D) camera di pre-calma getto interno, E) diffusore getto interno, J) tubi getto esterno, L) slitta assiale, N) slitta radiale, K) spaccato dello sbocco del getto, F) camera di assestamento del getto esterno, G) camera di assestamento del getto interno, H) setacci e honeycomb*



*Fig 3.6: Fotografia del laboratorio di aerodinamica e in particolare del C.A.T. (Tunnel Aerodinamico Coassiale)*

### 3.2.4 ATTREZZATURE PER EFFETTUARE MISURAZIONI

In questo capitolo viene discussa brevemente le modalità di acquisizione dati tramite anemometro a doppio filo caldo. Per effettuare le misurazioni è necessario però, disporre di una serie di strumentazioni:

- Tubo di Pitot (*Fig 3.7*)

È indispensabile durante la fase di calibrazione del sensore. È uno strumento usato per il calcolo della velocità macroscopica di un fluido. Per fare ciò si basa sulla definizione di pressione totale.

$$p_{tot} = p_{st} + \frac{\rho}{2} |v|^2$$

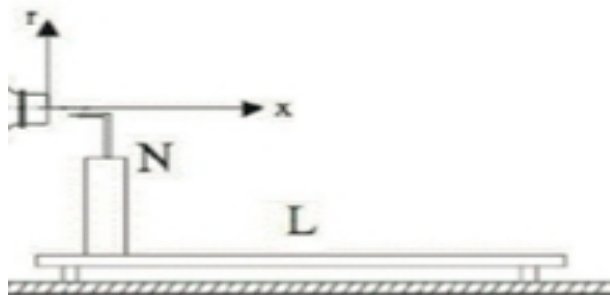
Lo strumento è dotato di due fori, che prendono il nome di prese di pressione, una sul fronte del tubo disposta parallelamente al flusso (presa statica) e una sullo stelo disposta perpendicolarmente (presa dinamica). Leggendo con un manometro differenziale le due pressioni delle prese ricavo la velocità macroscopica del flusso in cui il tubo è immerso.



*Fig 3.7: Tubo di Pitot*

- Sistema di movimentazione (*Fig 3.8*)

Il sistema di movimentazione o traversing è un dispositivo importante per lo studio di un flusso aerodinamico. Con esso è possibile caratterizzare ogni punto all'interno del flusso movimentando la sonda. Il sistema è gestito tramite software (Labview) e permette spostamenti anche millimetrici della sonda.



*Fig 3.8: Schema funzionale del sistema per il traversing*

- Trasduttore di pressione SETRA 0-5 con relativo alimentatore (Fig 3.9)

Il trasduttore di pressione converte la pressione in un segnale elettrico analogico.

Per fare ciò utilizza il principio di misura induttivo, per il quale un sensore di spostamento induttivo misura la deformazione di una membrana di bronzo al berillio senza alcun contatto. La membrana è situata tra due camere di misura ed è quindi in grado di rilevare sia la pressione differenziale positiva che negativa.

Questo va infine collegato al suo alimentatore che a sua volta, tramite un filo coassiale va a connettersi ad un ingresso analogico della boccoliera.



Fig 3.9: Trasduttore di pressione Setra

- Boccoliera National Instruments BNC 2120 (Fig 3.10)

È un blocco connettore schermato, con connettori ad etichetta.

È possibile utilizzarlo con dispositivi di acquisizione dati (DAQ) e i dispositivi di output analogico.

La boccoliera semplifica il collegamento dei segnali analogici, di alcuni segnali digitali e di due collegamenti definiti dall'utente al dispositivo DAQ, mantenendo l'integrità delle due misure con un alloggiamento schermato.



Fig 3.10: Boccoliera NI BNC2120

- Dantec Streamline 90c10 (Fig 3.11)

È un sistema di ultima generazione per la gestione dei dati provenienti da uno o più anemometri immersi in un flusso turbolento. Il sistema ha una robusta elettronica e un aggiornato software che controlla l'intero processo di misurazione e calibrazione.

È compatibile con una vasta gamma di sensori sia a filo caldo che a film.

La misurazione della velocità può essere effettuata con un'alta risoluzione spaziale e temporale e con una buona accuratezza.

Dispone di 6 canali ognuno dei quali è dotato di 3 diversi ponti di Wheatstone i quali, come abbiamo visto sono il cuore dei sensori a filo caldo.



*Fig 3.11: Dantec Streamline 90c10*

- Pc con programma Labview e MAX

Per poter gestire i sistemi è necessario un computer dotato di programma Labview (Laboratorio Virtuale per la Strumentazione Ingegneristica).

È un linguaggio grafico per l'acquisizione e l'analisi dati, per il controllo di processi e più in generale per l'automazione industriale.

Oltre a Labview è necessario anche il software MAX (Misurazioni e esplorazione automatica). Generalmente viene fornito con i dispositivi della National Instruments(NI).

È un programma per la configurazione di una vasta gamma di hardware e software della NI.

### 3.2.5 CALIBRAZIONE ANEMOMETRO

Una volta messi in comunicazione tutti gli strumenti descritti nel precedente sottocapitolo, è possibile passare ad una delle fasi più importanti della misurazione tramite anemometro a filo caldo: la calibrazione. Tramite questa si relazionano le tensioni di ogni filo dell'anemometro con il valore reale di velocità ottenuto dal tubo di Pitot.

Per questa ragione è necessario che il tubo di Pitot e la sonda siano molto vicini quando vengono introdotti nel flusso. Una volta posizionati in corrispondenza dello sbocco del getto, dove si ha la massima omogeneità del flusso si parte con la calibrazione. Quello che si fa è aumentare la velocità del getto step by step e tramite un programma di Labview acquisire i valori di tensione della sonda e di velocità del Pitot. Interpolando questi punti con una polinomiale del quarto ordine, come quelle riportate di seguito (una per ogni filo), si ricava la curva di calibrazione (Velocità-Tensione) dell'anemometro, vedi Fig.3.12.

$$U_{wire1} = a_{01} + a_{11} E_1 + a_{21} E_1^2 + a_{31} E_1^3 + a_{41} E_1^4$$

$$U_{wire2} = a_{02} + a_{12} E_2 + a_{22} E_2^2 + a_{32} E_2^3 + a_{42} E_2^4$$

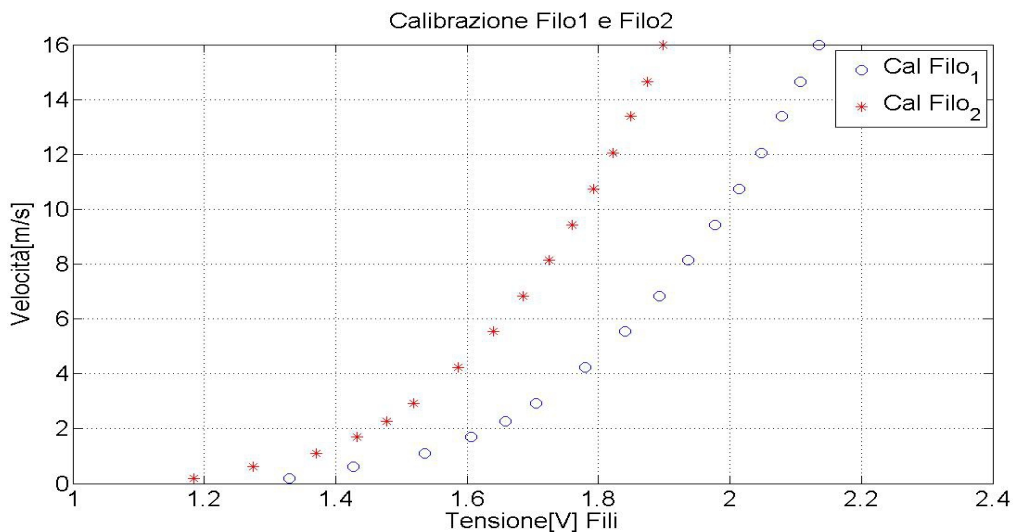


Fig 3.12: Esempio di calibrazione di due fili con diametro da  $5\mu\text{m}$  e lunghezza  $1000\mu\text{m}$

Ancor prima della calibrazione non bisogna dimenticare la procedura di "Aging".

La procedura, consiste nel connettere il sensore al circuito elettrico acceso e lasciarlo in tale condizione di riposo per circa 7-8 ore prima di essere usato.

Anche se apparentemente sembra un'operazione molto banale è fondamentale per la stabilizzazione delle caratteristiche meccaniche ed elettriche dei fili.

Va effettuata ogni qual volta i fili della sonda sono nuovi e di recente installazione.



### 3.2.6 MISURAZIONI

Dopo avere effettuato la calibrazione della sonda è possibile passare alle misurazioni.

In questo elaborato, sono state effettuate ad una distanza dallo sbocco del getto di 30 volte il suo diametro (1500mm) ed ad una velocità in uscita di 22m/s corrispondente a  $Re_D=70000$ .

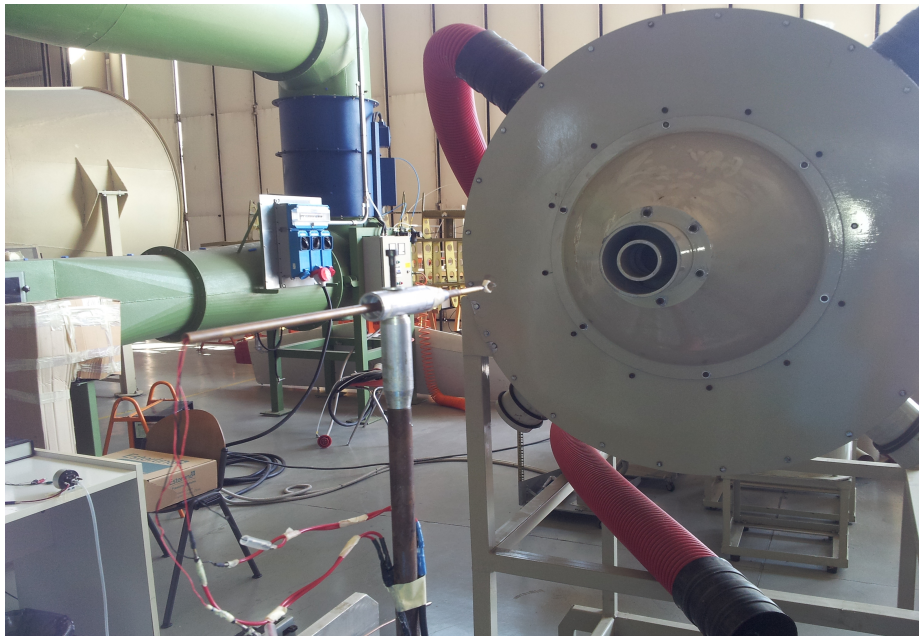
È stata scelta la distanza di 30 diametri perché in quella zona si è ormai nella regione self-similar, il che vuol dire che il profilo di velocità medio rimane costante.

Cambiando il filo della sonda, ma mantenendo  $l/d$  costante, dovrei osservare lo stesso profilo di velocità media. Quest'ultima affermazione è oggetto di studio in questo elaborato.

Tramite il sistema di traversing la sonda viene spostata lungo la coordinata  $r$  partendo dall'asse del getto fino ad arrivare ad un'altezza di 270mm.

Quest'altezza viene suddivisa in 18 punti equidistanti che vanno a formare una griglia, e per ognuno di essi vengono acquisiti ben 1200000 valori di tensione per ogni filo, con una frequenza di 20000Hz.

Dal rapporto valori acquisiti/frequenza si ricava il tempo di acquisizione che in questo caso è pari a 60sec. I valori di tensione e velocità acquisiti dalle varie sonde vengono poi analizzati tramite programmi matlab per poter infine verificare che l'andamento della velocità sia simile per tutte le sonde. Se così non fosse vuol dire che ci sono stati degli errori di acquisizione.



*Fig 3.13: Fotografia del C.A.T. durante la fase di acquisizione dati*

# Capitolo 4

## Presentazione dei dati sperimentali

### 4.1 INTRODUZIONE

Il seguente elaborato, ha come scopo quello di analizzare e discutere, i dati acquisiti da una sonda anemometrica a doppio filo caldo (*Double-hot-wire*).

Tramite questi dati si calcolano le derivate caratteristiche del getto (dalle quali si ricava poi il valore di dissipazione) e da queste è possibile stimare l'effetto della risoluzione spaziale del sensore.

In definitiva si vuol comprendere l'effetto che la lunghezza del filo ha sui dati acquisiti da un anemometro nelle medesime condizioni. Il paragone tra le diverse misurazione è possibile solo se si mantiene il rapporto  $l/d=200$  dove  $l$ =lunghezza e  $d$ =diametro del filo.

Tale ipotesi è necessaria in quanto variando la lunghezza del filo ma non il suo diametro, si producono dei fenomeni di *shedding* differenti per ogni lunghezza imposta.

Mantenendo il rapporto  $l/d$  costante per ogni filo, si riesce a mantenere una proporzionalità del fenomeno di *shedding* con la lunghezza del sensore e si rende così possibile il paragone dei diversi set di dati. Per far sì che questo rapporto resti costante per ogni sonda è stato necessario utilizzare diversi diametri di filo per ogni lunghezza imposta.

Sono state perciò svolte tre diverse campagne di misurazione, una per ogni lunghezza di filo:

1.  $l=1000\mu\text{m}$  e  $d=5\mu\text{m}$ ,
2.  $l=500\mu\text{m}$  e  $d=2.5\mu\text{m}$ ,
3.  $l=240\mu\text{m}$  e  $d=1.2\mu\text{m}$ .

Ogni misurazione a sua volta viene effettuata due volte, una con i fili in posizione orizzontale e una con i fili in posizione verticale.

In questo modo è possibile ricavare un maggior numero di dati per meglio caratterizzare il getto a cui la sonda viene esposta durante le acquisizioni.

Come visto nel capitolo precedente, i getti e i canali sono considerati dei flussi canonici.

Essendo caratterizzati da una struttura molto semplice, vengono spesso utilizzati come banco di

prova per solutori numerici e strumentazioni sperimentali. In questa tesi il getto è caratterizzato da una velocità allo sbocco di circa 22m/s il che vuol dire un Reynolds allo sbocco di circa 70000. La velocità del getto resta la stessa per ogni campagna di misura così come la distanza dallo sbocco che è pari a 1500mm. Oltre i dati delle derivate è necessario esaminare anche la calibrazione, la velocità media e la convergenza statistica, per verificare l'attendibilità dei dati acquisiti. In questo modo è possibile individuare se durante la fase di acquisizione ci siano stati dei problemi e da dove questi provengano.

## 4.2 PRESENTAZIONE DATI SPERIMENTALI

Nel seguente sottocapitolo vengono riportati tutti i grafici fondamentali delle misure effettuate:

- Calibrazione

È un'operazione molto delicata e indispensabile che va effettuata prima di ogni campagna di misurazioni. Va effettuata con molta precisione e attenzione se si vuole avere la giusta correlazione tra le tensioni lette dai sensori durante le acquisizioni e i valori di velocità del getto.

- Velocità media adimensionale

Permette di avere un immediato riscontro quando il sensore legge dei dati che si discostano notevolmente dai valori attesi.

- Convergenza statistica

Non avendo una capacità di lettura istantanea, il sensore necessita di un tempo di acquisizione. Durante questo tempo i dati che legge devono tendere asintoticamente ad un valore costante. Se così non fosse significherebbe che il tempo di acquisizione non è sufficiente o che i valori letti non tendono ad una costante.

Per ogni sonda, uno per ogni filo, vengono di seguito riportati due set di grafici: uno per i fili posizionati orizzontalmente e uno per i fili posizionati verticalmente.

## 4.2.1 SONDA CON FILI ORIZZONTALI

- Filo con  $d=5\ \mu\text{m}$  e  $l=1000\ \mu\text{m}$

➤ Calibrazione (Fig 4.1)

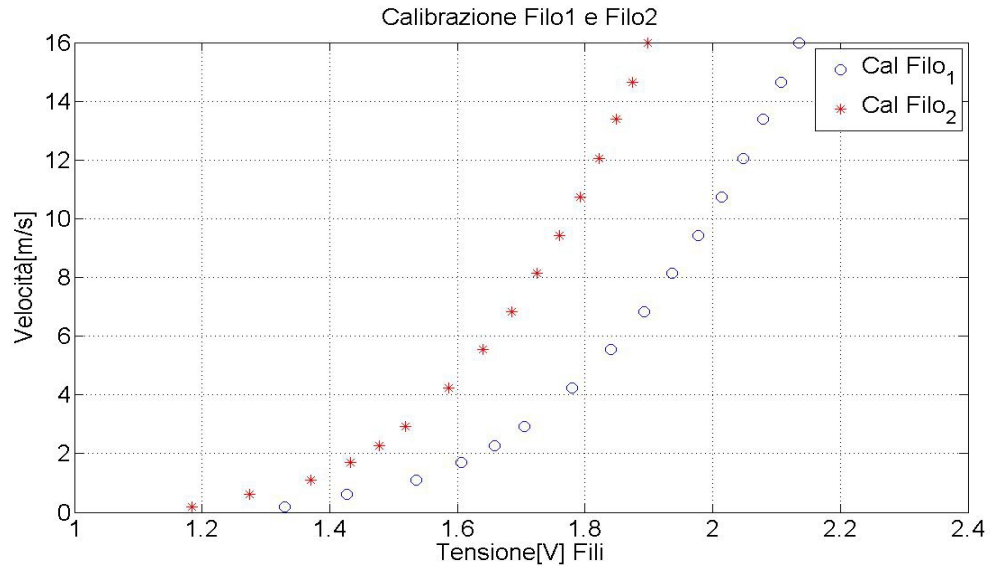


Fig 4.1: Calibrazione filo 1 e 2

➤ Profilo di velocità medio adimensionale (Fig 4.2)

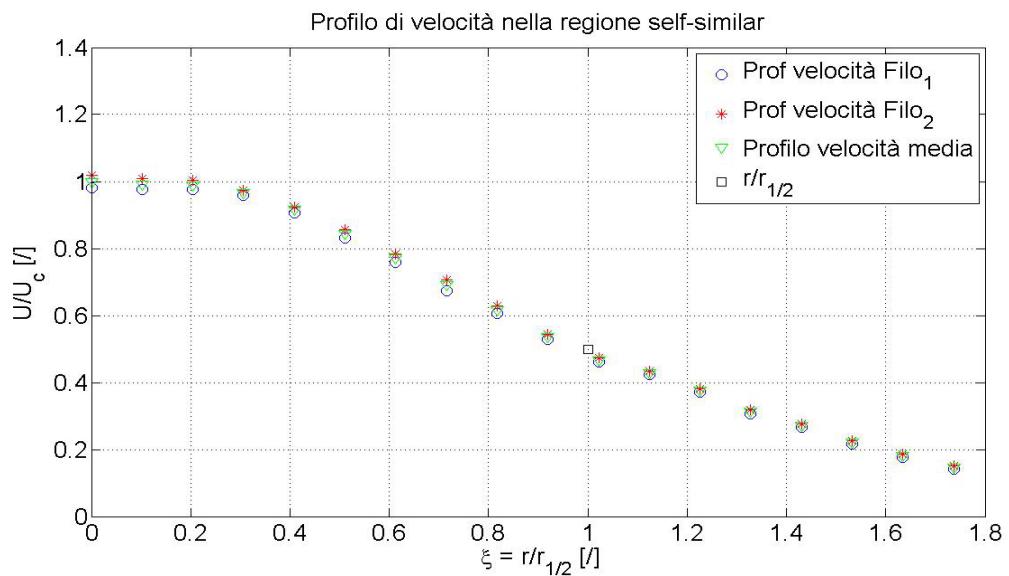


Fig 4.2: Profilo di velocità medio normalizzato rispetto alla velocità di center-line in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar del getto.

➤ Convergenza statistica dei dati (Fig 4.3)

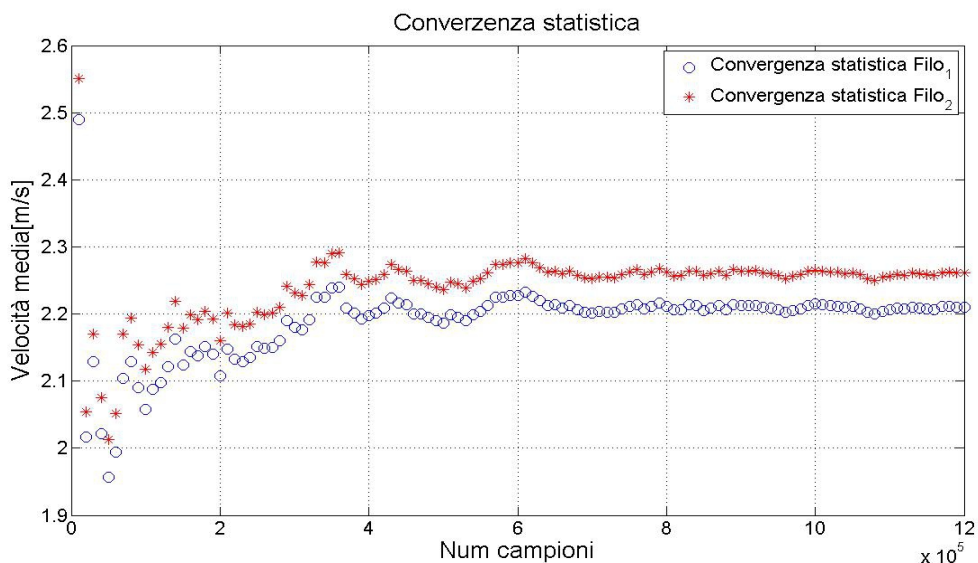


Fig 4.3: Convergenza statistica dei dati acquisiti dal filo 1 e 2 al punto 13 della griglia

Dalla Fig.4.1 è possibile affermare che la calibrazione è stata effettuata correttamente e che presenta un andamento molto pulito e coerente con le aspettative teoriche.

Altrettanto vale per la Fig.4.2 che mostra il profilo di velocità adimensionalizzato rispetto alla velocità di center-line. La curva segue molto fedelmente l'andamento di una Gaussiana che è quell'andamento che ci si aspetta abbino tutte le curve. Dalla Fig.4.3 è evidente invece che i dati ricavati dal sensore giungono a convergenza senza alcun problema.

- Filo con  $d=2.5 \mu\text{m}$  e  $l=500\mu\text{m}$

➤ Calibrazione (Fig 4.4)

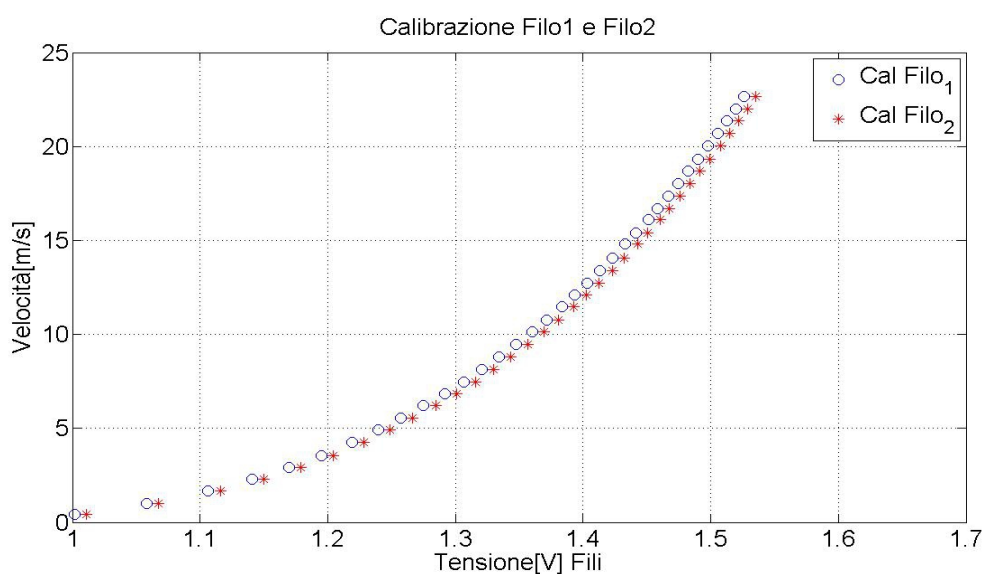


Fig 4.4: Calibrazione filo 1 e 2

➤ Profilo di velocità medio adimensionale (Fig 4.5)

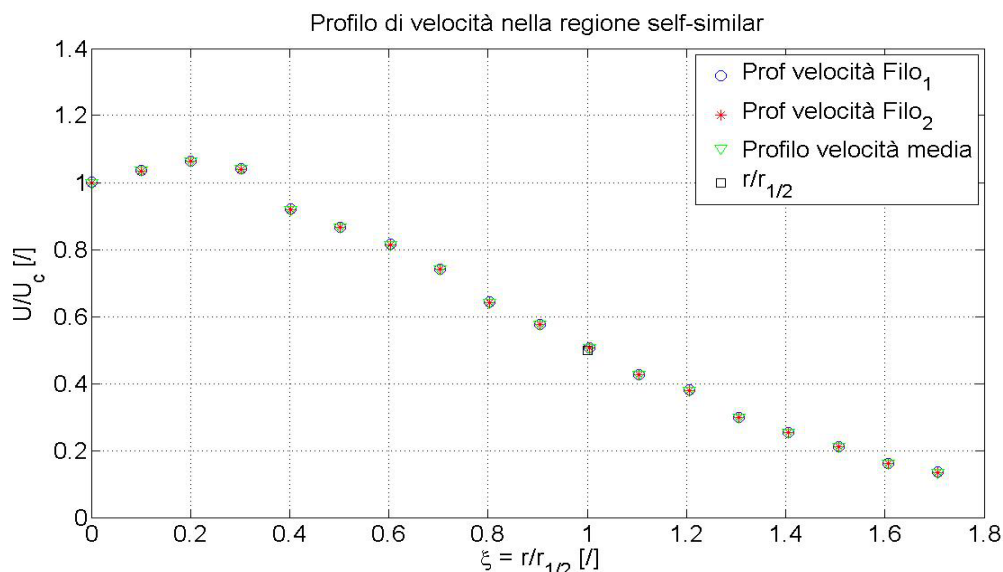


Fig 4.5: Profilo di velocità medio normalizzato rispetto alla velocità di center-line in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar del getto.

➤ Convergenza statistica dei dati (Fig 4.6)

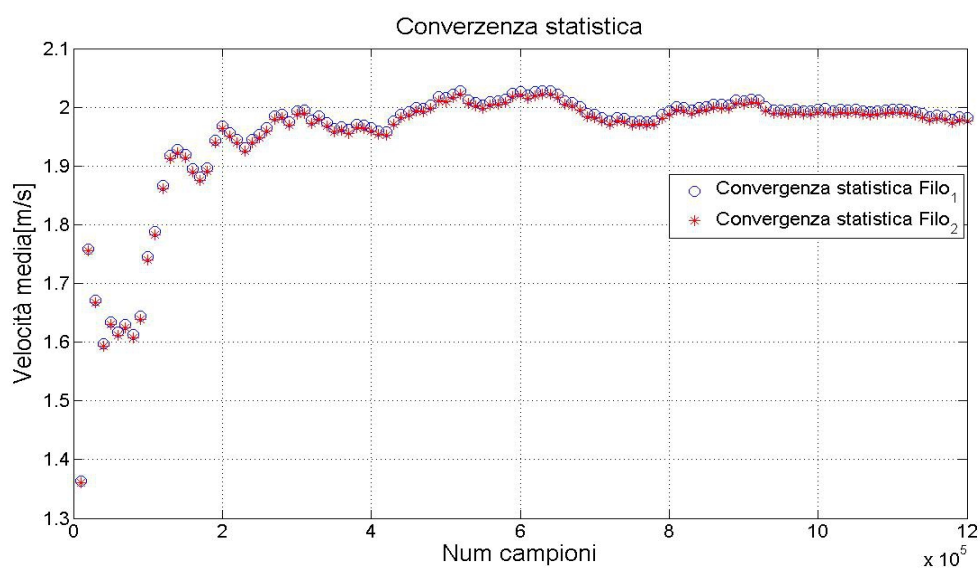


Fig 4.6: Convergenza statistica dei dati acquisiti dal filo 1 e 2 al punto 13 della griglia

Anche per questo filo i grafici presentano degli andamenti molto veritieri e coerenti.

Una piccola sbavatura, si può osservare nella parte iniziale del profilo di velocità adimensionale dove tre punti si ritrovano al di sopra della linea costante  $U/U_c=1$ .

La causa di questo fenomeno è da attribuire, molto probabilmente, ad un disturbo esterno momentaneo che ha causato un'accelerazione della  $U$  rendendo così il rapporto  $U/U_c > 1$ , cosa ovviamente impossibile in quanto all'aumentare della  $r/r_{1/2}$  la  $U$  tende a diminuire rispetto alla  $U_c$ . Passato  $r/r_{1/2}=0.6$  il disturbo diventa trascurabile e il grafico torna ad avere un andamento regolare.

- Filo con  $d=1.2\ \mu\text{m}$  e  $l=250\ \mu\text{m}$

➤ Calibrazione (Fig 4.7)

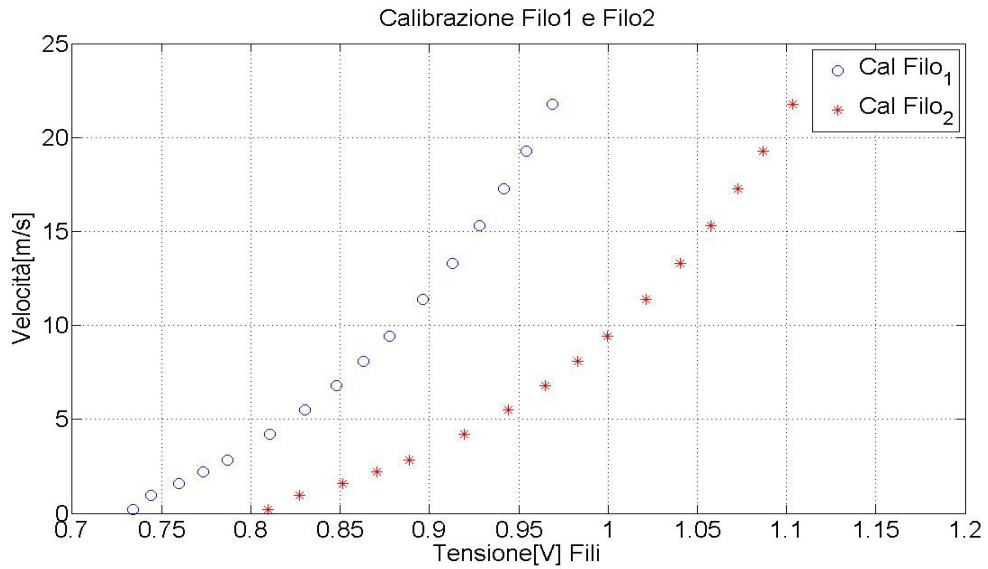


Fig 4.7: Calibrazione filo 1 e 2

➤ Profilo di velocità medio adimensionale (Fig 4.8)

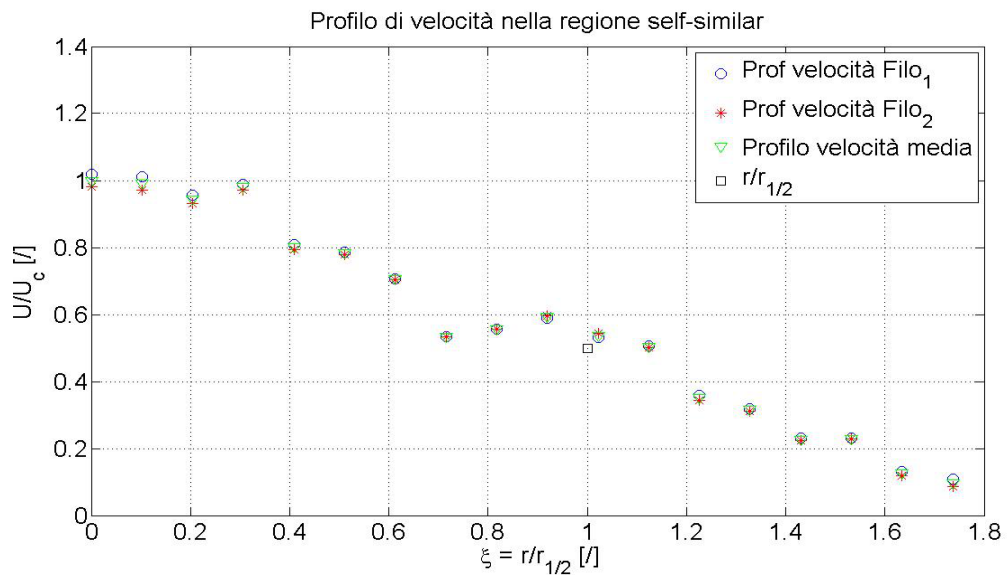


Fig 4.8: Profilo di velocità medio normalizzato rispetto alla velocità di center-line in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar del getto.



➤ Convergenza statistica dei dati (Fig 4.9)

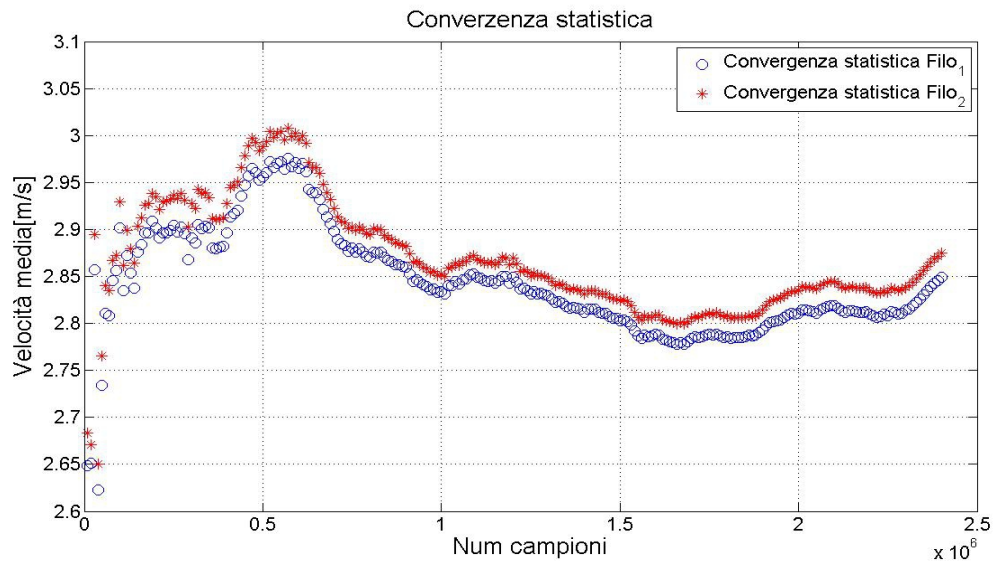


Fig 4.9: Convergenza statistica dei dati acquisiti dal filo 1 e 2 al punto 13 della griglia

Per quanto riguarda il filo da  $1.2\mu\text{m}$  ci sono alcuni problemi di acquisizione dei dati.

Anche se la calibrazione non presenta alcuna singolarità (Fig.4.7) i grafici del profilo di velocità (Fig.4.8) e della convergenza statistica (Fig.4.7) al contrario, sono alquanto diversi dai grafici visti in precedenza. Queste “stranezze” stanno ovviamente ad evidenziare la presenza di disturbi che si sovrappongono al segnale acquisito dal sensore.

Rimandiamo lo studio dell'argomento al capitolo 4.3.

## 4.2.2 SONDA CON FILI VERTICALI

- Filo con  $d=5\ \mu\text{m}$  e  $l=1000\mu\text{m}$

➤ Calibrazione (Fig 4.10)

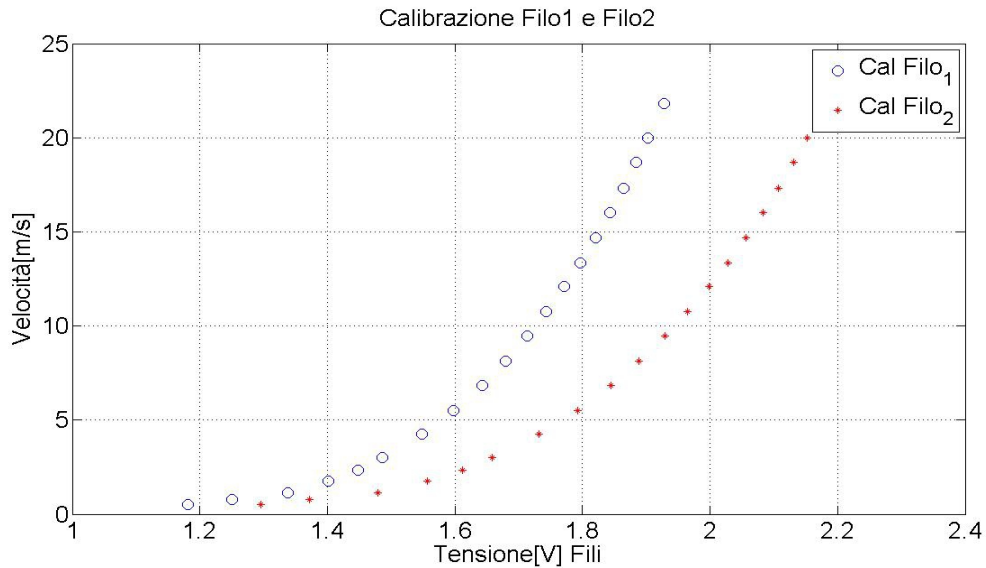


Fig 4.10: Calibrazione filo 1 e 2 da  $5\mu\text{m}$

➤ Profilo di velocità medio adimensionale (Fig 4.11)

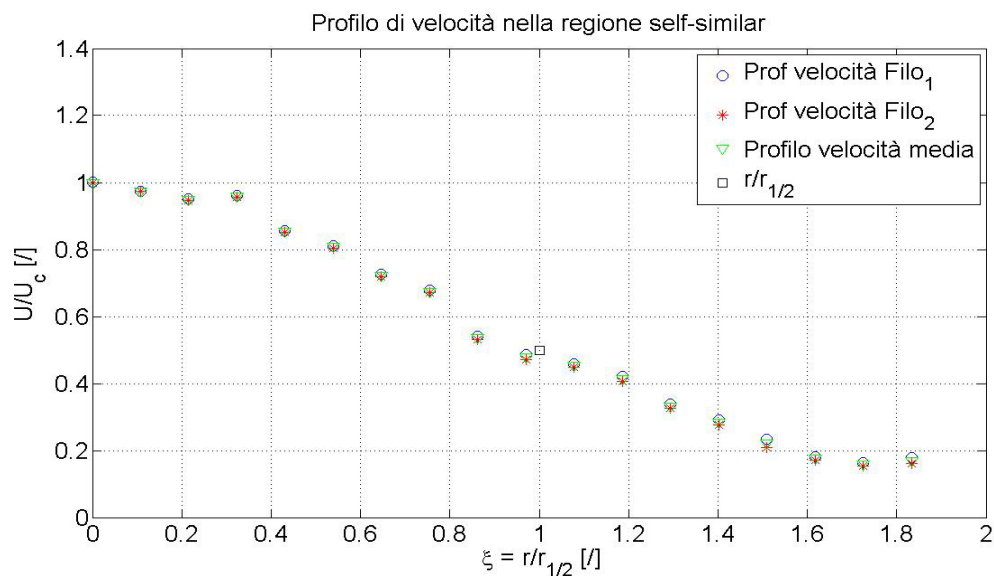


Fig 4.11: Profilo di velocità medio normalizzato rispetto alla velocità di center-line in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar del getto.

➤ Convergenza statistica dei dati (Fig 4.12)

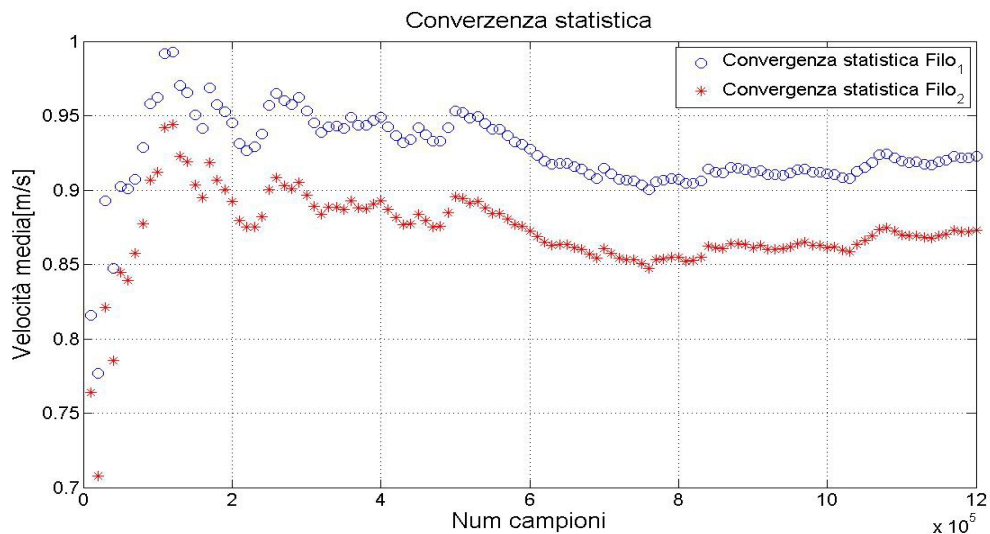


Fig 4.12: Convergenza statistica dei dati acquisiti dal filo 1 e 2 al punto 13 della griglia

Come nel caso orizzontale anche nel caso verticale i grafici sono molto regolari.

Sia la calibrazione (Fig 4.10) che la convergenza statistica (Fig 4.12) non presentano imperfezioni. Le uniche imperfezioni che si possono osservare, se pur piccole e trascurabili, sono nel grafico del profilo di velocità adimensionale (Fig 4.11). Alcuni punti infatti, escono leggermente al di fuori dell'andamento medio sottolineando la presenza un piccolo disturbo esterno come anche una lieve corrente d'aria. Ovviamente un disturbo del genere non va ad influenzare in maniera decisiva i dati acquisiti e per questo motivo è praticamente trascurabile.

- Filo con  $d=2.5 \mu\text{m}$  e  $l=500\mu\text{m}$

➤ Calibrazione (Fig 4.13)

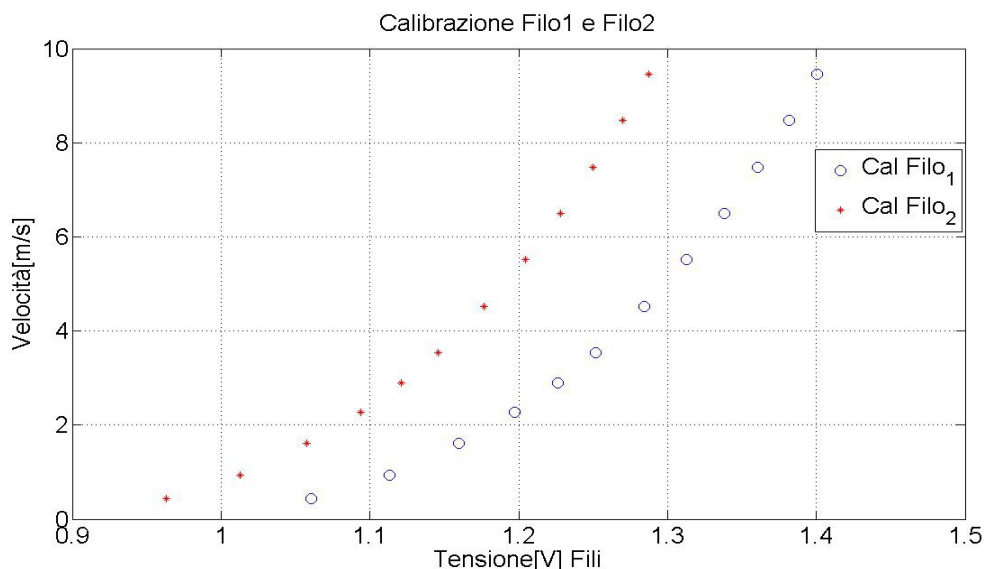


Fig 4.13: Calibrazione filo 1 e 2

➤ Profilo di velocità medio adimensionale (Fig 4.14)

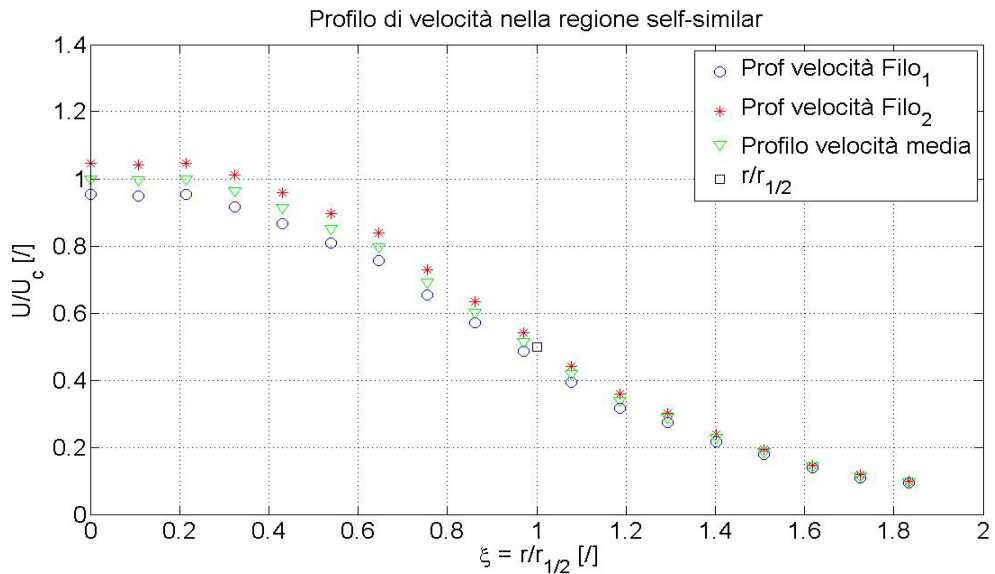


Fig 4.14: Profilo di velocità medio normalizzato rispetto alla velocità di center-line in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar del getto.

➤ Convergenza statistica dei dati (Fig 4.15)

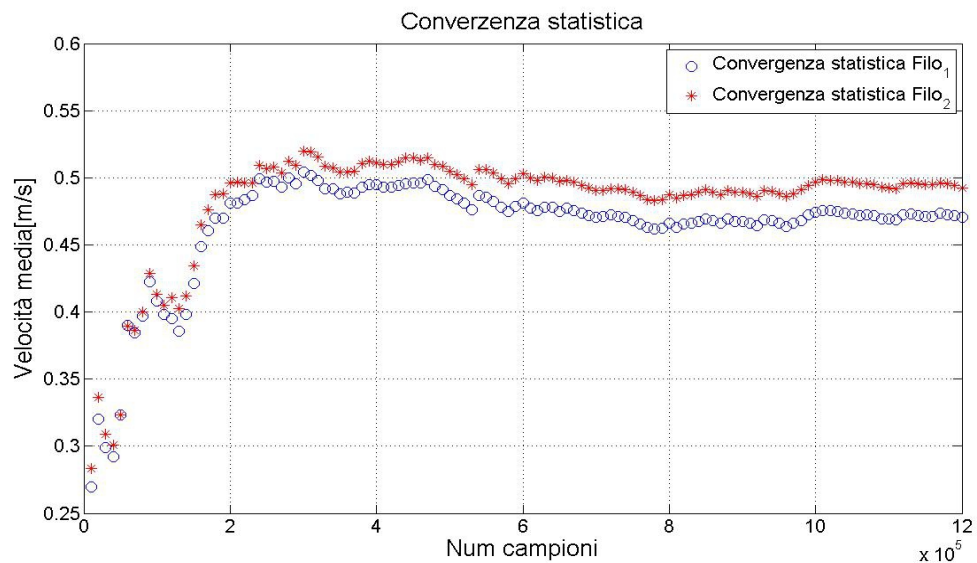


Fig 4.15: Convergenza statistica dei dati acquisiti dal filo 1 e 2 al punto 13 della griglia

I grafici di questa prova sono molto buoni.

Le uniche imperfezioni che si possono evidenziare sono visibili nel grafico di Fig 4.14 dove si nota un maggiore discostamento tra le curve ottenute dai dati del filo 1 e 2.

La causa potrebbe essere dovuta al posizionamento leggermente fuori asse della sonda, ma come si può osservare le curve tornano a coincidere per  $r/r_{1/2} > 0.8$ .

- Filo con  $d=1.2\ \mu\text{m}$  e  $l=250\ \mu\text{m}$

➤ Calibrazione (Fig 4.16)

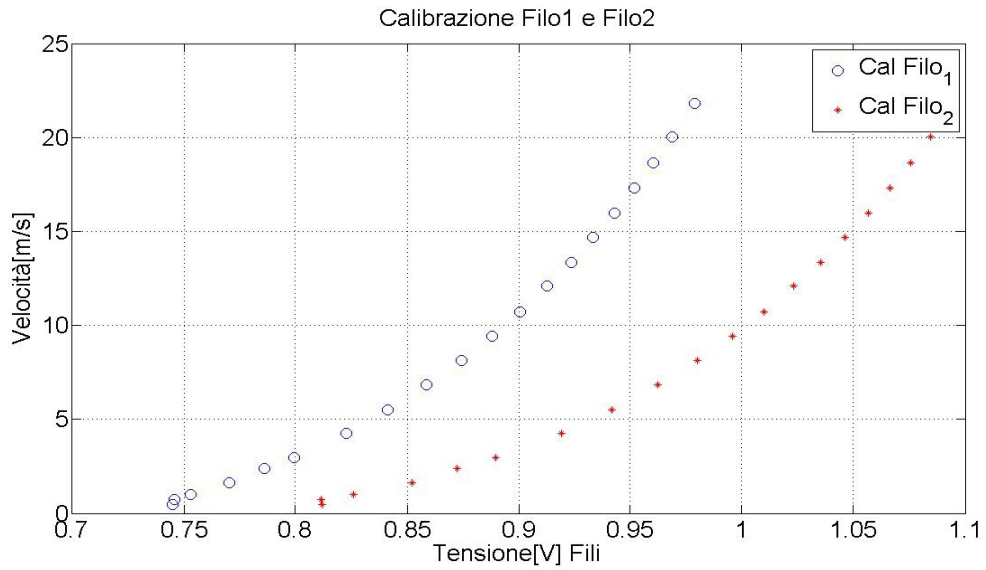


Fig 5: Calibrazione filo 1 e 2

➤ Profilo di velocità medio adimensionale (Fig 4.17)

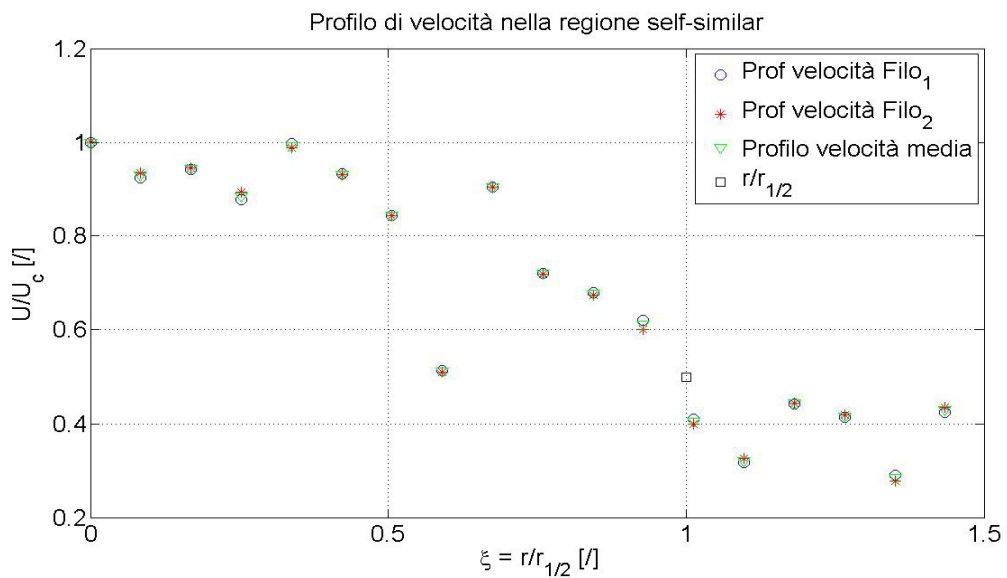


Fig 4.17: Profilo di velocità medio normalizzato rispetto alla velocità di center-line in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar del getto.

➤ Convergenza statistica dei dati (Fig 4.18)

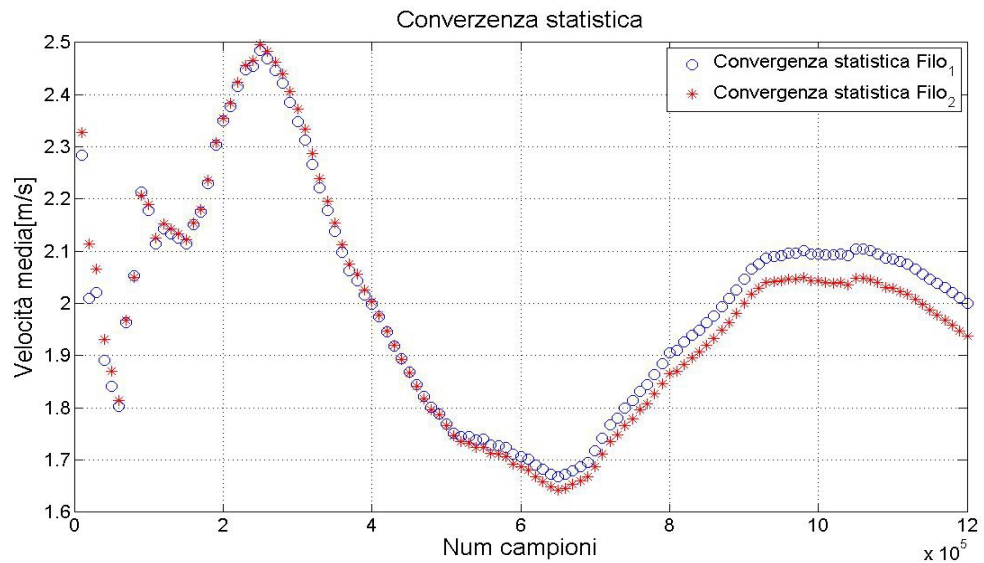


Fig 4.18: Convergenza statistica dei dati acquisiti dal filo 1 e 2 al punto 13 della griglia

Come per il caso orizzontale anche nel verticale le curve ricavate con i dati del filo da  $1.2\mu\text{m}$  presentano degli andamenti irregolari.

Se pur la calibrazione non presenta alcuna imperfezione (Fig.4.16) la curva del profilo di velocità (Fig.4.17) e della convergenza statistica (Fig.4.18) al contrario, sono diversi dagli andamenti che ci si aspetta. Queste irregolarità ovviamente, sono da attribuire a dei disturbi esterni che verranno meglio analizzati a partire dal capitolo 4.3.

### 4.3 INTRODUZIONE AL PROBLEMA DI ACQUISIZIONE CON FILO 1.2 $\mu$ m

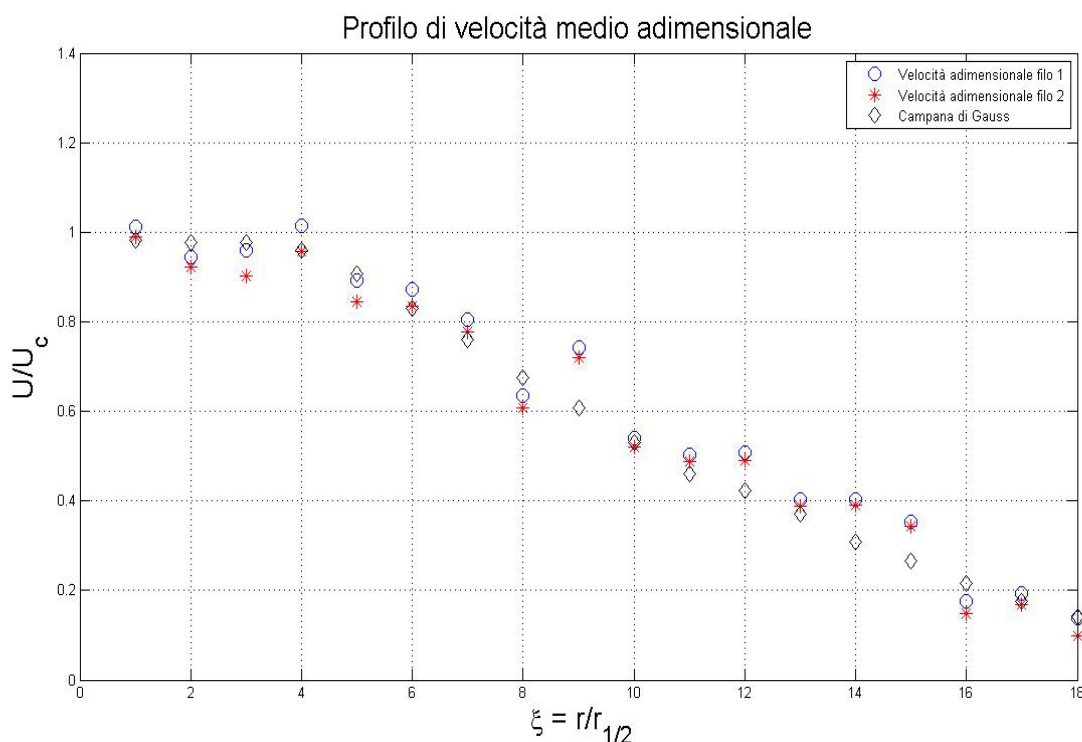
L'analisi dei dati ottenuti negli ultimi esperimenti effettuati con la sonda dotata di filo da 1,2  $\mu$ m, ha evidenziato alcune anomalie.

L'andamento generale è abbastanza coerente con le aspettative, ma ci sono alcuni dati che escono abbastanza al di fuori del valore medio andando in alcuni casi a intaccare pesantemente i grafici che vengono rappresentati.

Di seguito è riportato il grafico della velocità media adimensionale (*Fig.4.19*).

Nello stesso grafico viene raffigurato anche l'andamento teorico della curva (colore nero).

Questo andamento è noto come campana di Gauss dal nome del noto matematico Carl Friederich Gauss. È una distribuzione di probabilità continua, che è spesso usata come prima approssimazione per descrivere variabili casuali a valori reali che tendono a concentrarsi intorno a un singolo valore medio (in questo caso la velocità assiale).



*Fig 4.19: Velocità media adimensionale letta dal filo 1 e 2 con STR=1200000 e campana di Gauss*

Queste irregolarità evidenziano quindi la presenza di disturbi che si sovrappongono ai dati letti dalla sonda durante l'acquisizione.

L'esperimento si è svolto con  $T=22.8^{\circ}\text{C}$ ,  $P_{\text{atm}}=100700\text{pa}$ ,  $\text{STR}(\text{samples-to-read})=1200000$  campioni e  $\text{RATE}=20000\text{Hz}$ .

### 4.3.1 IPOTESI 1: ERRORE DI CALIBRAZIONE

Inizialmente si è pensato ad un problema di calibrazione.

Per questa ragione si sono effettuate due calibrazioni una prima dell'acquisizione e una dopo.

Queste due sono raffigurate in Fig.4.20 e permettono di escludere questo tipo di problema.

I due andamenti infatti, sono abbastanza regolari e coerenti tra loro. Sul filo due si nota un leggerissimo drift che però non può essere in alcun modo considerato la causa del problema primario. Il drift è un fenomeno dovuto alla variazione nel tempo delle caratteristiche del filo dovute all'usura o anche solo al decadimento del materiale.

Una sua possibile causa potrebbe essere anche ad un insufficiente *aging* della sonda.

Un modo per ovviare a tale fenomeno è ricalibrare la sonda più spesso.

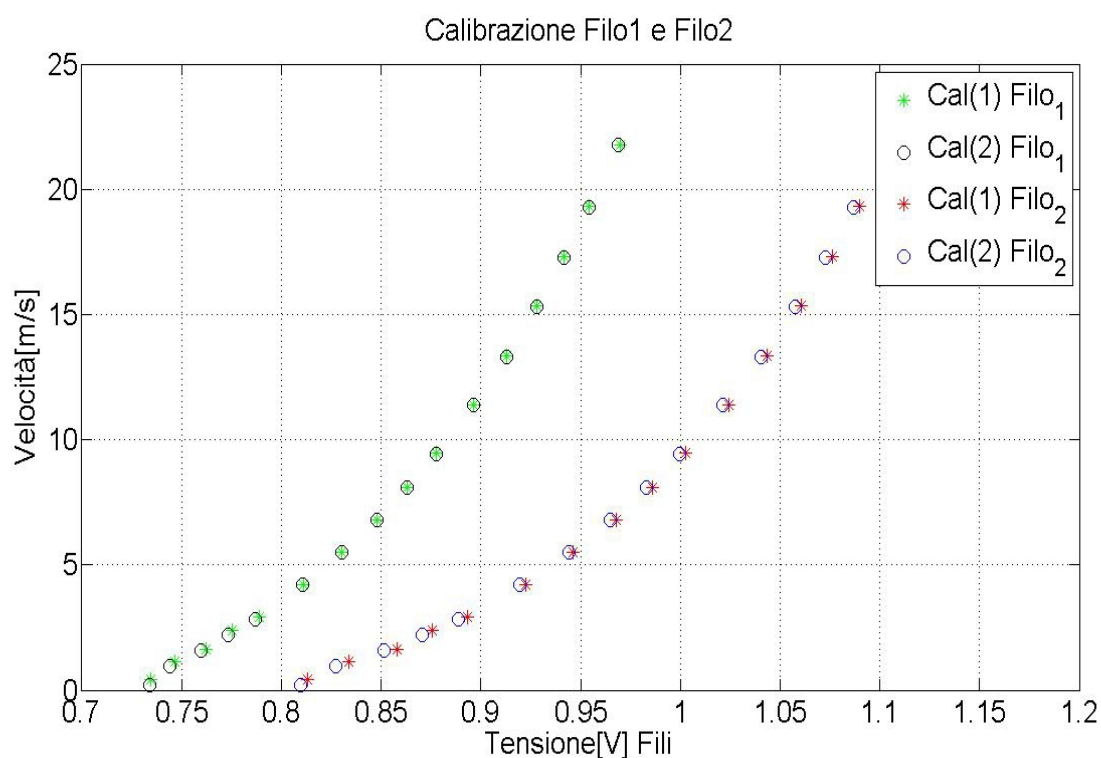


Fig 4.20: Confronto delle calibrazioni dei due fili prima e dopo l'acquisizione dei dati



### 4.3.2 IPOTESI 2: PROBLEMA DI CONVERGENZA STATISTICA DEI DATI

Un'altra ipotesi vagliata, è stata quella di una problematica legata alla convergenza statistica.

Per effettuare una prima verifica di tale problema è sufficiente aumentare il numero di campioni che acquisisco. Vale a dire che, mentre nell'acquisizione standard si ha STR=1200000 campioni e RATE=20000Hz, in quella in cui si vuol verificare la convergenza statistica si impone STR=2400000 campioni e RATE=20000Hz.

Si è quindi raddoppiato il numero di campioni che il sensore legge.

Questa modifica ovviamente porta anche al raddoppiamento del tempo di acquisizione (STR/RATE) infatti, mentre prima era uguale ad 1min per campione adesso diventa di 2min per.

L'andamento ottenuto (vedi Fig.4.21) è anche in questo caso diverso dall'andamento gaussiano che ci si aspetta (colore nero).

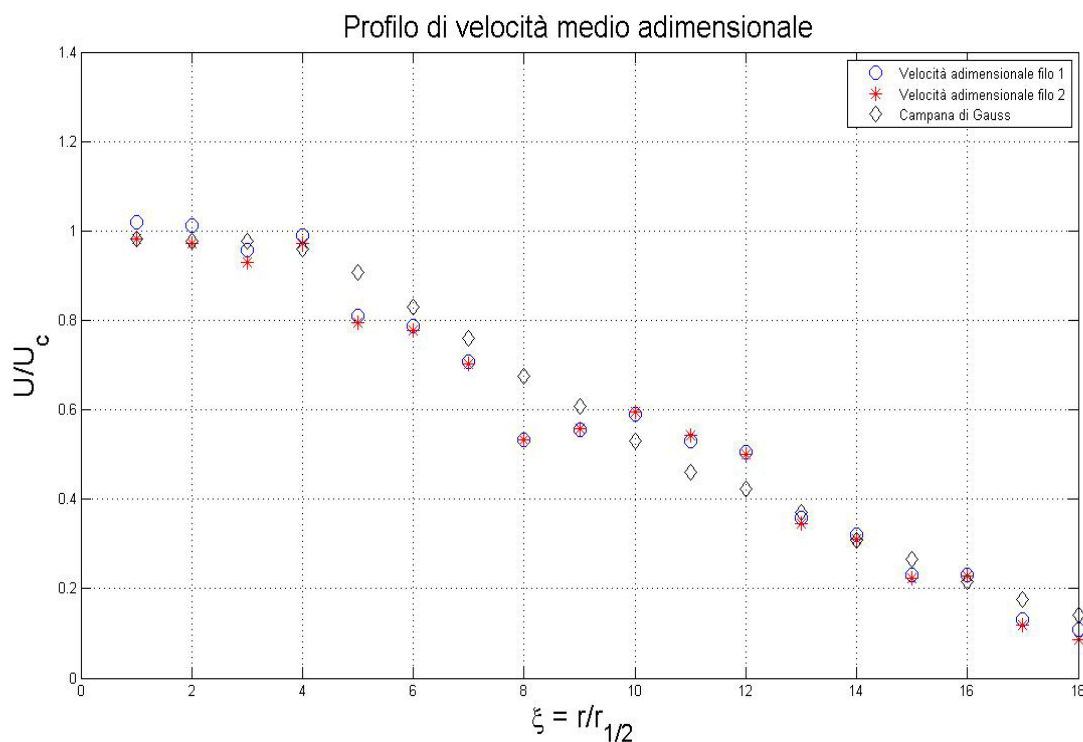


Fig 4.21: Velocità media adimensionale letta del filo 1 e 2 con STR=2400000 e campana di Gauss

Un altro modo per verificare la convergenza statistica è calcolare la media di un tot di campioni di velocità alla volta e graficarli in funzione del numero di campioni stesso.

Si ottengono così 18 grafici, uno per ogni punto della griglia, ma per non appesantire l'elaborato di seguito si riportano i grafici al primo, al sesto e all'undicesimo punto della griglia.

Effettuando questa operazioni per i due precedenti casi (STR=12\*10<sup>5</sup> e STR=24\*10<sup>5</sup>), si ottiene:

- **CASO 1**

T=22.8°C, Patm=100700pa, STR(samples-to-read)=1200000 campioni e RATE=20000Hz.

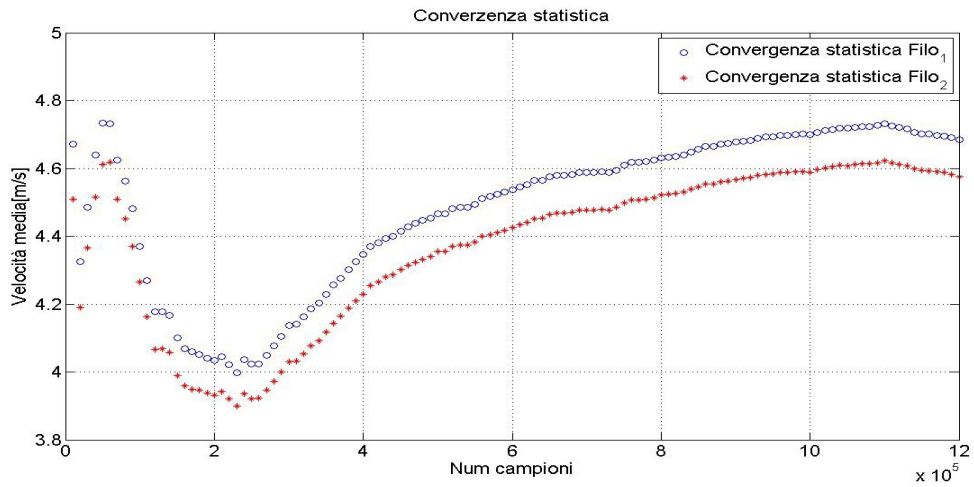


Fig 4.22: Convergenza statistica della velocità letta dal filo 1 e 2 nel punto 1 della griglia

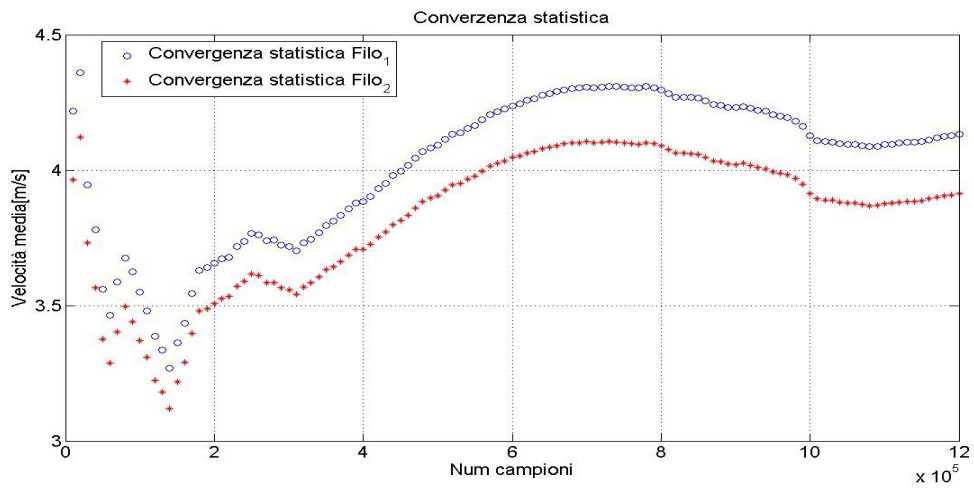


Fig 4.23: Convergenza statistica della velocità letta dal filo 1 e 2 nel punto 6 della griglia

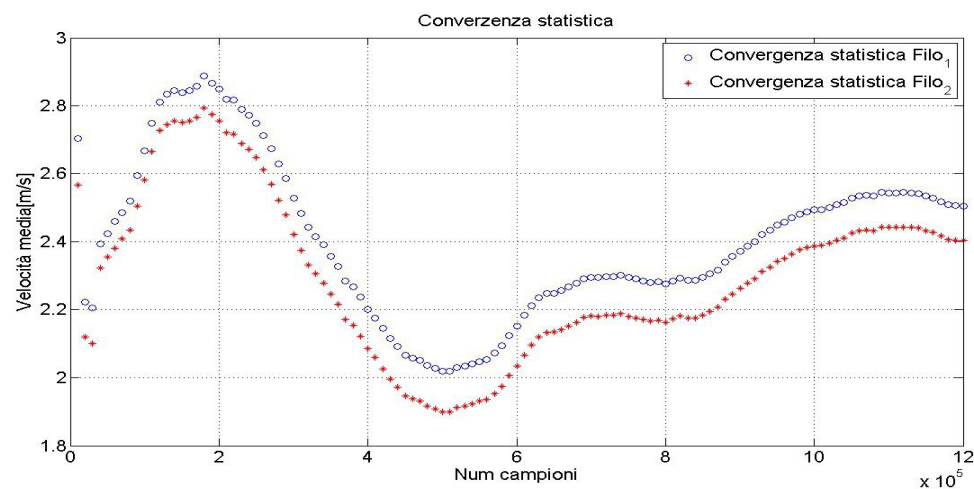


Fig 4.24: Convergenza statistica della velocità letta dal filo 1 e 2 nel punto 11 della griglia

Dalle Fig.4.22-4.23 e 4.24 è evidente che i dati mediati dei sotto-vettori di velocità non vanno a convergenza. Per poter dire che c'è convergenza è necessario che verso la fine il grafico abbia un andamento piatto e costante. Lo stesso ragionamento vale per il secondo caso, come si può osservare dalle Fig.4.25-4.26- 4.27.

- **CASO 2**

Anche in questo le condizioni sono i  $T=22.8^{\circ}\text{C}$ ,  $P_{\text{atm}}=100700\text{pa}$ ,  $\text{RATE}=20000\text{Hz}$  ma  $\text{STR}(\text{samples-to-read})=2400000$ .

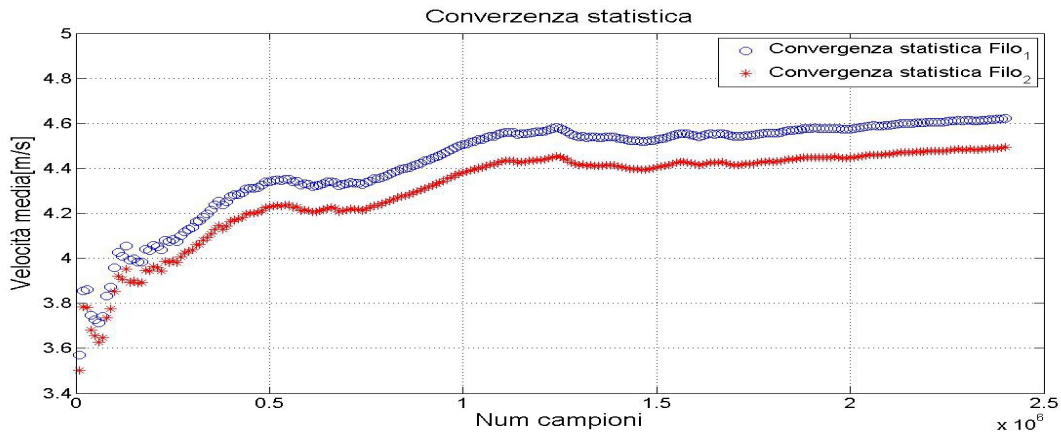


Fig 4.25: Convergenza statistica della velocità letta dal filo 1 e 2 nel punto 1 della griglia

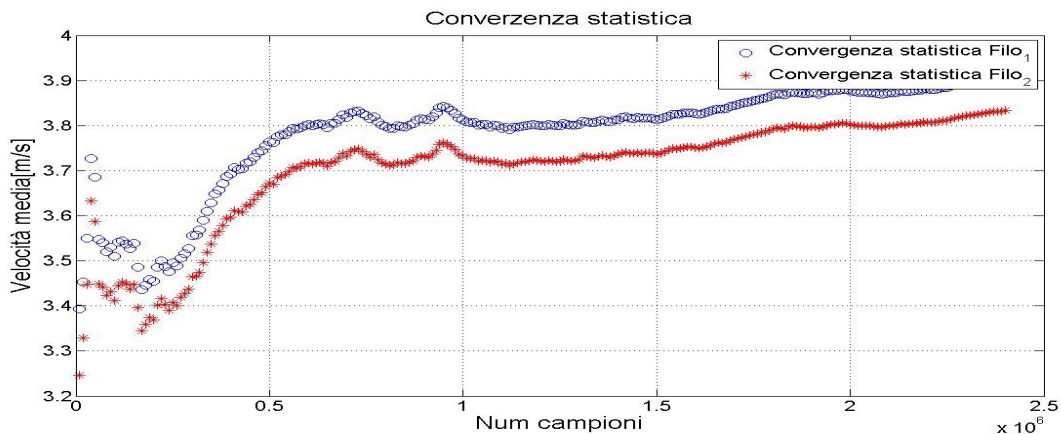


Fig.4.26:Convergenza statistica della velocità letta dal filo 1 e 2 nel punto 6 della griglia

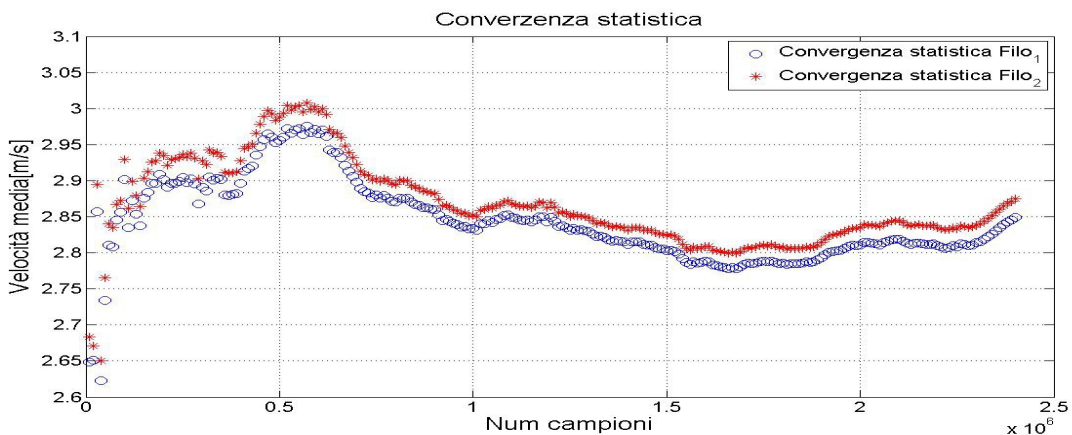


Fig 4.27: Convergenza statistica della velocità letta dal filo 1 e 2 nel punto 11 della griglia

### 4.3.3 IPOTESI 3: ANALISI DI DISTURBI ESTERNI

L'ultima ipotesi rimasta da verificare è la presenza di eventuali disturbi esterni che interferiscono con le letture della sonda. Ricorrendo ad un VI di Labview, utilizzato per il calcolo dell'offset, si è riuscito ad avere la lettura istantanea dei valori acquisiti dal sensore e in questa si è notato un andamento non costante anche per  $V=0\text{m/s}$ .

Spegnendo il dispositivo di movimentazione per il traversing, l'andamento dei dati letti nel VI è tornato ad essere regolare e costante. È evidente quindi, che ci sono delle interferenze di tipo elettronico tra il dispositivo per il traversing e il sensore, che vanno a sovrapporsi ai dati acquisiti. Per verificare questa ipotesi si è analizzato lo spettro di potenza dei dati del sensore in varie condizioni. Effettuando l'analisi spettrale è possibile capire quanto, i disturbi che si osservano nell'acquisizione dei dati, influiscono su di essi.

Per verificare ciò si è effettuata una serie di prove in condizioni differenti, per poi elaborare i dati con un programma matlab che sfrutta il metodo di Welch per il calcolo dello spettro di potenza.

- PROVA 1:

La sonda è posizionata a distanza nulla sull'asse x e y, vale a dire in corrispondenza dello sbocco del getto e sul suo asse. Viene impostata la velocità del getto a zero, STR=1200000 campioni, RATE=60000Hz, Filtro=30000Hz e sistema per il traversing spento.

Come si può notare, i valori di RATE e Filtro sono molto maggiori rispetto ai valori normalmente utilizzati durante le acquisizioni (RATE=20000Hz e Filtro=10000Hz) questo perché, non conoscendo le caratteristiche del disturbo conviene avere un più ampio campo di osservazione.

Tramite lo script di matlab si ricavano i grafici dei due spettri di potenza dei segnali letti dai due fili (vedi Fig. 4.28). Come si può notare per entrambe i fili il disturbo massimo è caratterizzato da una frequenza di circa 24000Hz.

- PROVA 2:

Le condizioni iniziali per questa prova restano le stesse della prova 1, con la differenza che il sistema per il traversing è acceso (Fig.4.29).

Paragonando i due grafici è palese come in questo caso, il segnale di disturbo viene notevolmente anticipato presentandosi già per valori intorno a  $10^2\text{Hz}$ , mentre con il traversing spento il disturbo si presentava per valori intorno a  $10^3\text{Hz}$ .

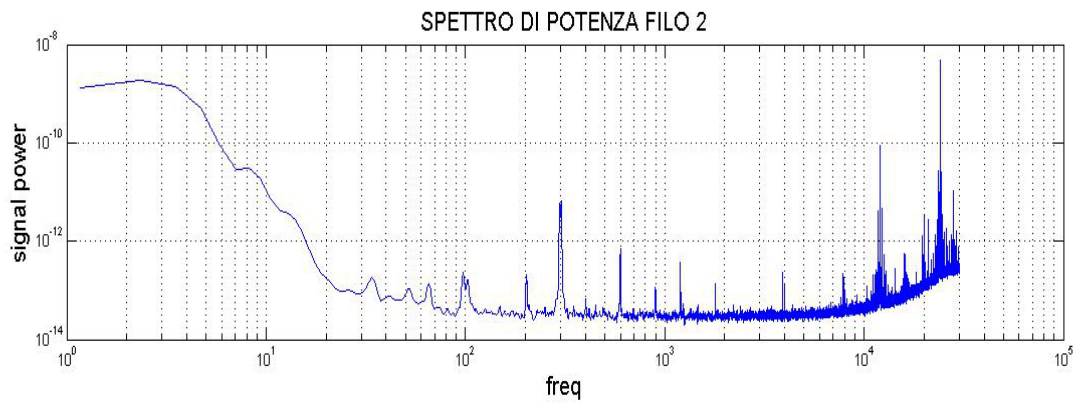
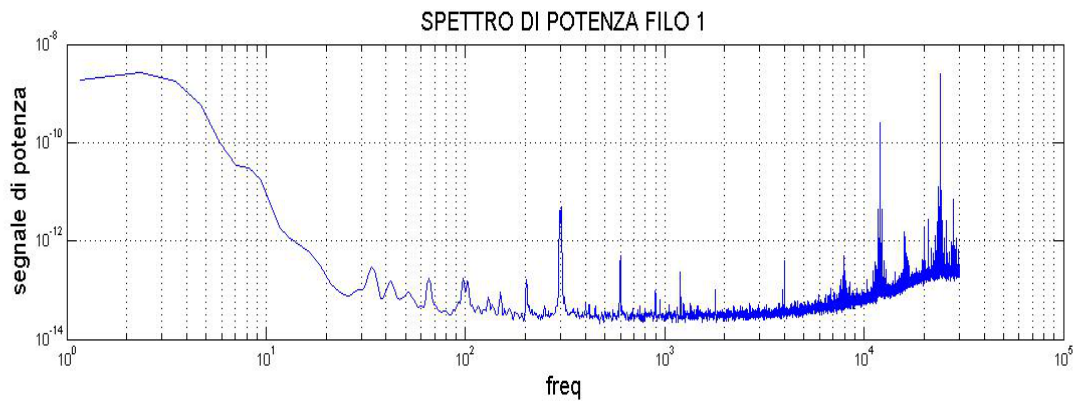


Fig 4.28: Spettro di potenza del filo 1 e 2 a  $V=0$ ,  $Dist=0$  e traversing spento

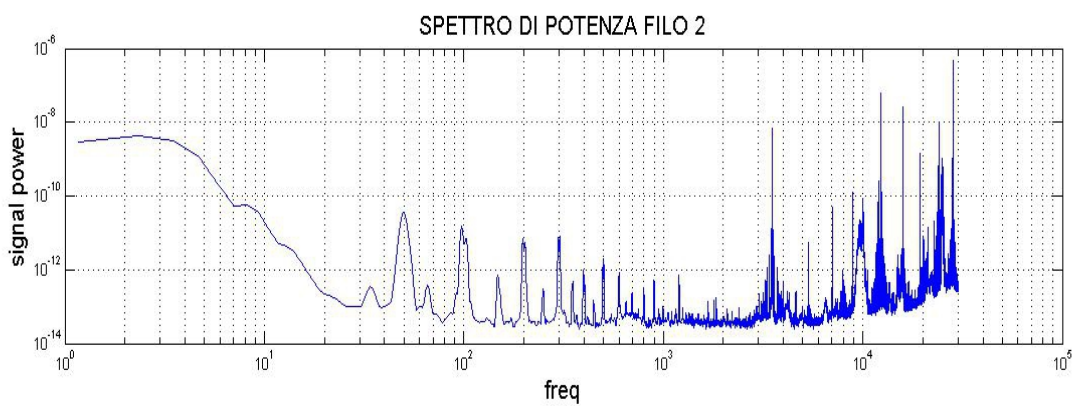
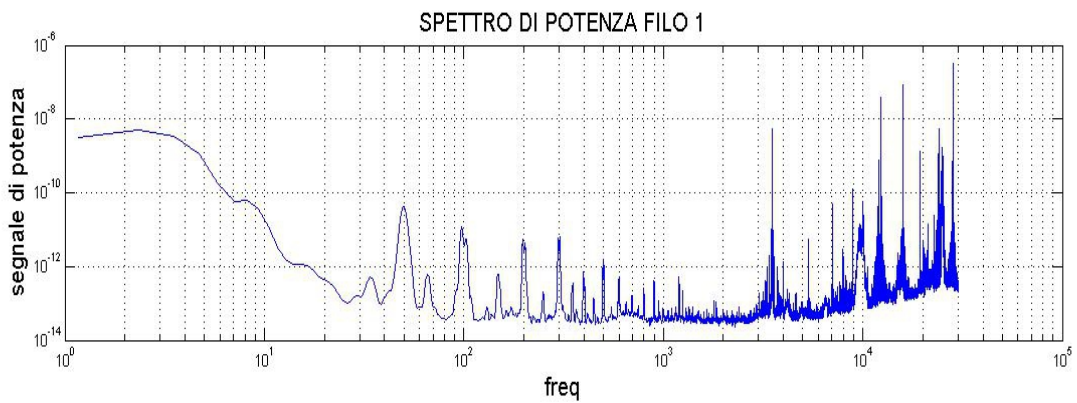


Fig 4.29: Spettro di potenza del filo 1 e 2 a  $V=0$ ,  $Dist=0$  e traversing acceso

Nelle successive due prove si esamina lo spettro di potenza dei dati che il sensore legge quando è posizionato alla distanza di 1500mm dallo sbocco e con la velocità del getto di circa 22m/s all'uscita. Inoltre si imposta STR=1200000campioni, RATE=60000Hz e Filtro=30000Hz.

- PROVA 3:

Sistema per il traversing spento.

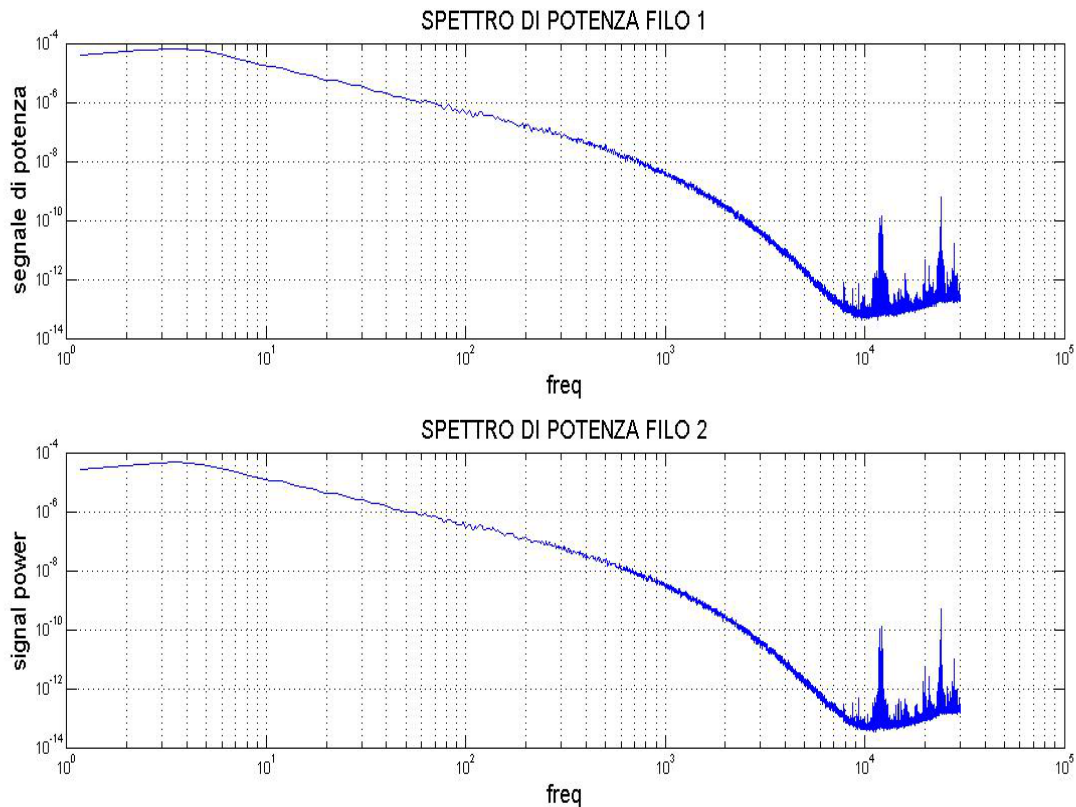


Fig 4.30: Spettro di potenza del filo 1 e 2 a  $V \sim 22$ m/s, Dist=1500mm e traversing spento

È palese come in questo caso lo spettro di potenza abbia un andamento più pulito e privo di irregolarità (vedi Fig.4.30) fino a valori di frequenza intorno a 10000Hz.

Da quel punto in poi in realtà, i disturbi interferiscono poco, perché nelle acquisizione effettuate è impostato un filtro passa-basso che taglia ogni frequenza al di sopra dei 10000Hz.

È perciò possibile affermare che in questo caso i disturbi presenti non influiscono in alcun modo con l'acquisizione dei dati.

- PROVA 4:

In questo caso il sistema per il traversing è acceso.

Osservando la Fig.4.31 non si può far a meno di notare l'evidente diversità con la Fig.4.30.

Inoltre si osserva che in questo caso i disturbi iniziano a presentarsi già per valori di frequenza

intorno a 8000Hz. Questo vuol dire che, avendo il filtro impostato a 10000Hz, queste frequenze vanno a “sporcare” i dati che il mio sensore legge durante la fase di acquisizione.

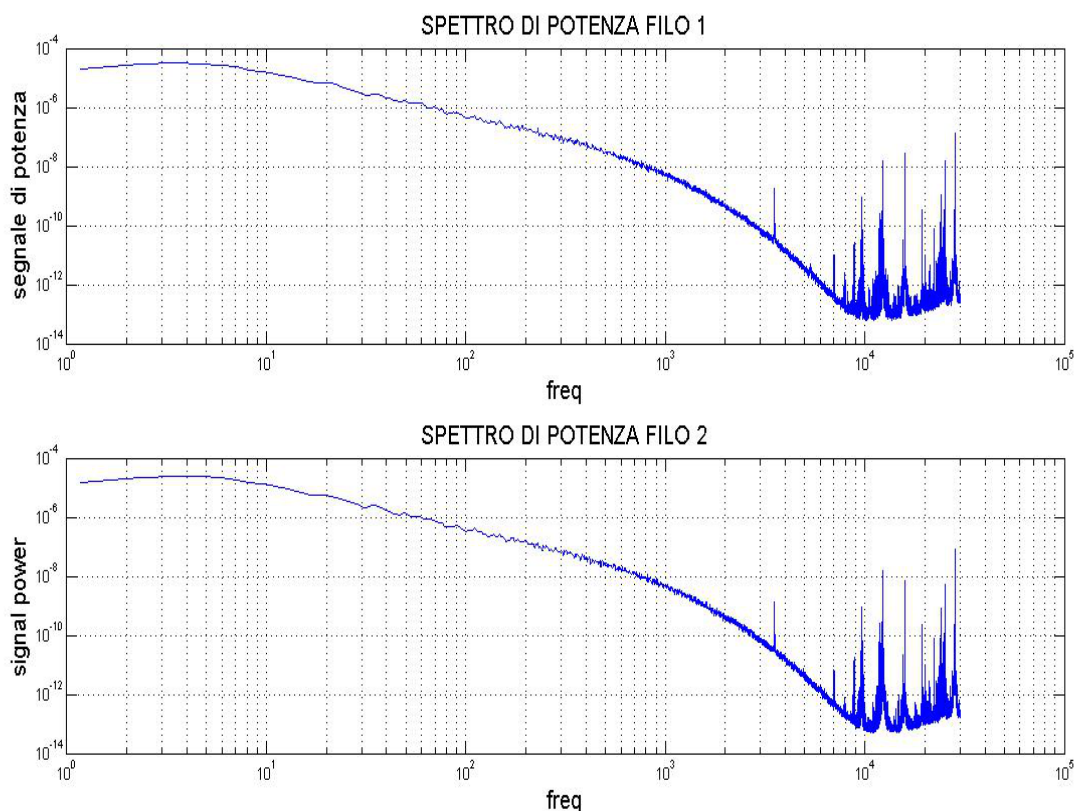


Fig 4.31: Spettro di potenza del filo 1 e 2 a  $V \sim 22\text{m/s}$ ,  $\text{Dist}=1500\text{mm}$  e traversing acceso

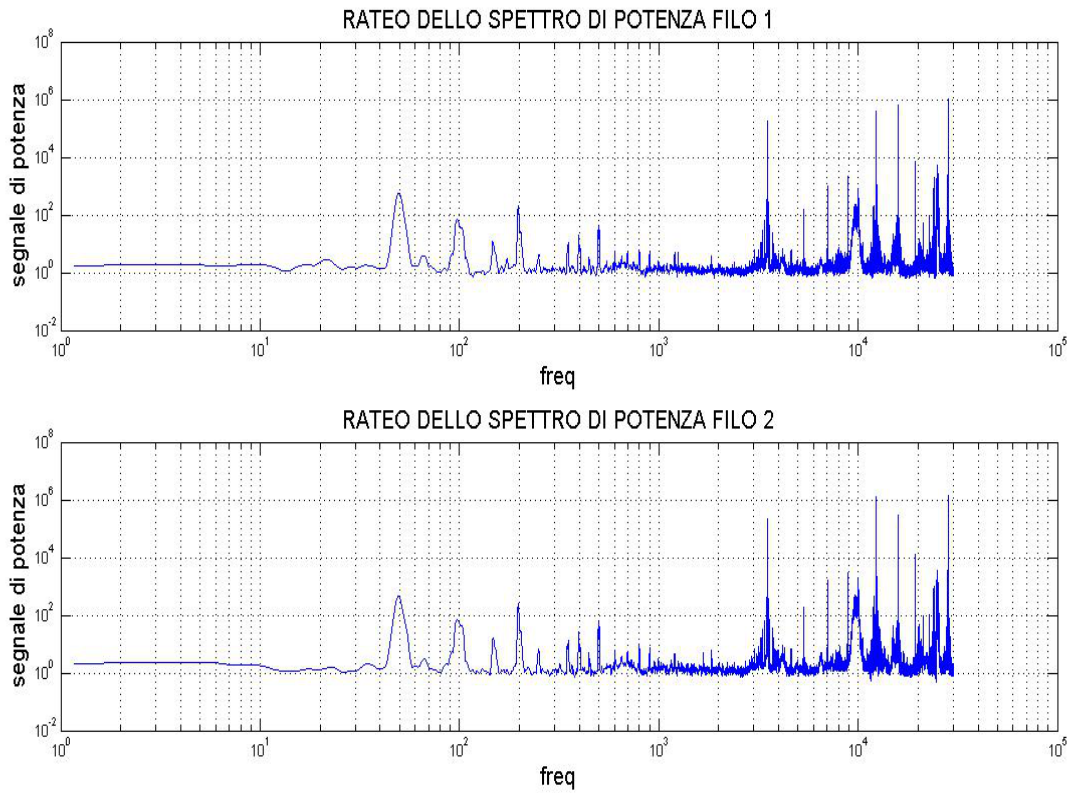
Le successive Fig. 4.32 e 4.33 permettono infine di avere una visuale più generica di quello che succede durante l'acquisizione.

Prendiamo in considerazione il caso in cui si ha  $\text{Dist.}=0$  e  $V=0$  (Fig.4.28-4.29).

Facendo il rapporto tra le potenze lette dal filo 1 con il traversing acceso e le potenze lette dal medesimo filo con il traversing spento, in funzione delle frequenze, si osserva come questi due valori non abbiano un andamento piatto e costante.

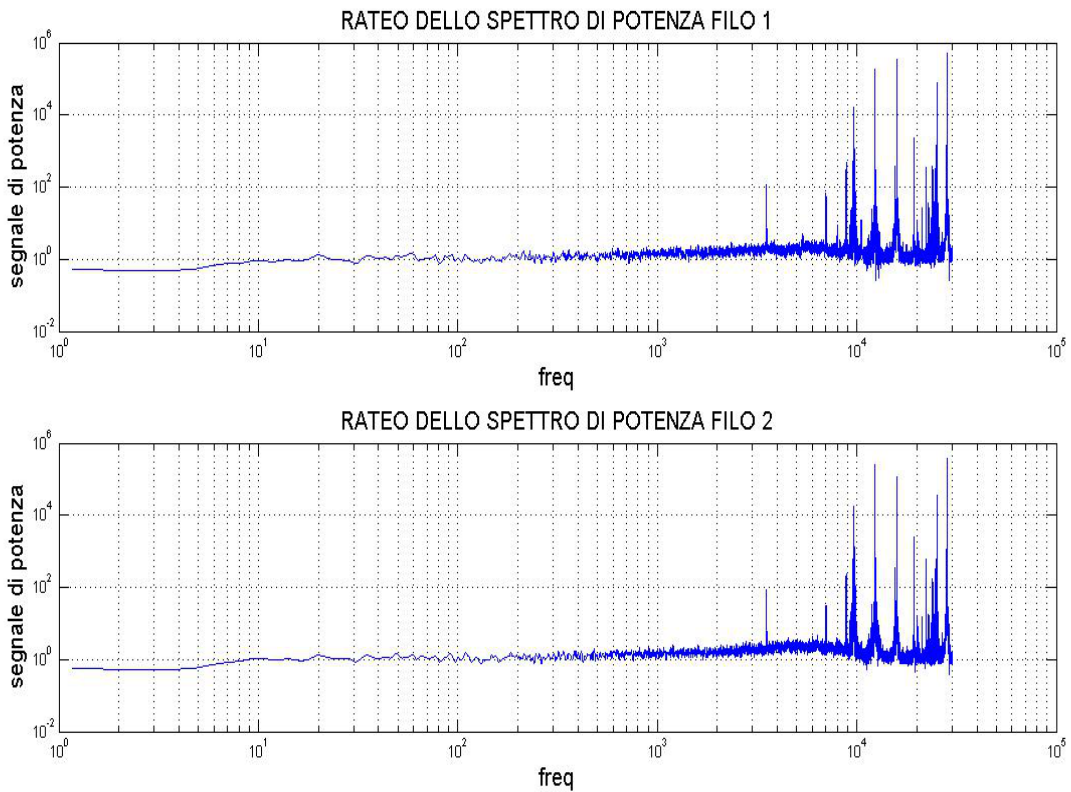
Questo vuol dire che nel punto di massima differenza il valore letto dal sensore con il traversing acceso è  $2,8 \cdot 10^4$  volte più grande di quello letto con il traversing spento.

Anche se non riportato graficamente lo stesso ragionamento vale per il filo 2.



*Fig 4.32: Rateo di potenza a  $V=0$  e  $Dist=0$*

Il medesimo grafico viene ricavato in condizioni di  $V \sim 22\text{m/s}$  e  $Dist=1500\text{mm}$  dallo sbocco del getto e si ottiene (*Fig.4.33*):



*Fig 4.33: Rateo di potenza a  $V \sim 22\text{m/s}$  e  $Dist=1500\text{mm}$*



#### 4.4 ESAME DELLE POSSIBILI CAUSE DI DISTRUBO

Dalle prove fatte, emerge senza alcun dubbio che, l'acquisizione dei dati con la sonda dotata di filo da  $1,2\mu\text{m}$  è "sporcata" da un disturbo che molto probabilmente viene introdotto dal sistema per il traversing. Questo disturbo se pur presente è meno influente rispetto al problema legato alla convergenza statistica dei dati.

Poter risolvere il problema dei disturbi elettrici è alquanto complicato perché richiede una serie di verifiche, sia di tipo meccanico che di tipo elettronico, sul sistema di movimentazione.

In tal modo si riuscirebbe a identificare con precisione la provenienza del disturbo ma non è detto che possa essere eliminato.

Una facile soluzione sarebbe quella di effettuare la movimentazione della sonda manualmente, però, dovendo acquisire in 18 punti diversi lungo l'asse y, si richiederebbe un enorme dispendio di tempo e non avendo la precisione di un mezzo meccanico si potrebbe incappare in errori di misura della distanza percorsa lungo l'asse.

Per quanto riguarda il problema della convergenza statistica bisognerebbe effettuare delle analisi molto approfondite per capire cosa va ad influire su di esso.

Una motivazione plausibile, del problema della convergenza, potrebbe essere quella di disturbi ambientali esterni che influenzano le misurazioni rendendole inattendibili.

La sorgente di tale disturbo non è facile da individuare in quanto basterebbe anche una semplice corrente d'aria a modificare i dati che la sonda acquisisce.

Una soluzione al problema potrebbe essere quella di effettuare le prove in un ambiente controllato, dove è possibile impostare i parametri ambientali (temperatura, umidità...) e mantenerli sempre costanti durante le misurazioni.

## 4.5 COMPARAZIONE DATI ACQUISITI CON LE DIVERSE SONDE

Di seguito vengono riportati i grafici contenenti tutte le curve ottenute con i dati acquisiti dalle diverse sonde in posizione orizzontale e in posizione verticale.

Queste rappresentano l'andamento di tutte le velocità adimensionalizzate rispetto alle velocità di center-line  $U_c$  per ogni sonda.

In questo modo è più facile paragonare l'andamento delle curve e verificare se usando fili di diversa lunghezza, ma mantenendo sempre costante il rapporto  $l/d=200$ , ci sono delle pesanti discordanze che evidenzerebbero la presenza di errori sperimentali o di calcolo tra un filo e l'altro (Fig.4.34).

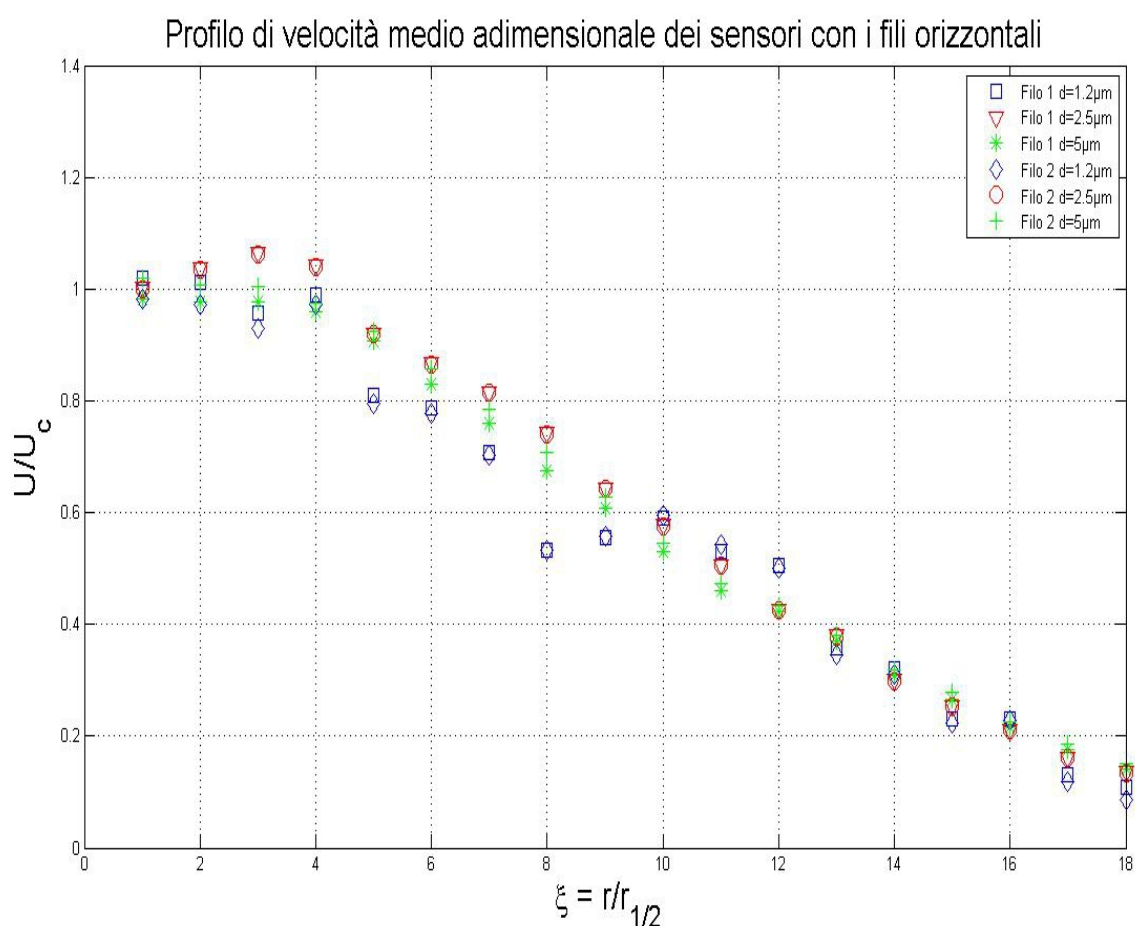
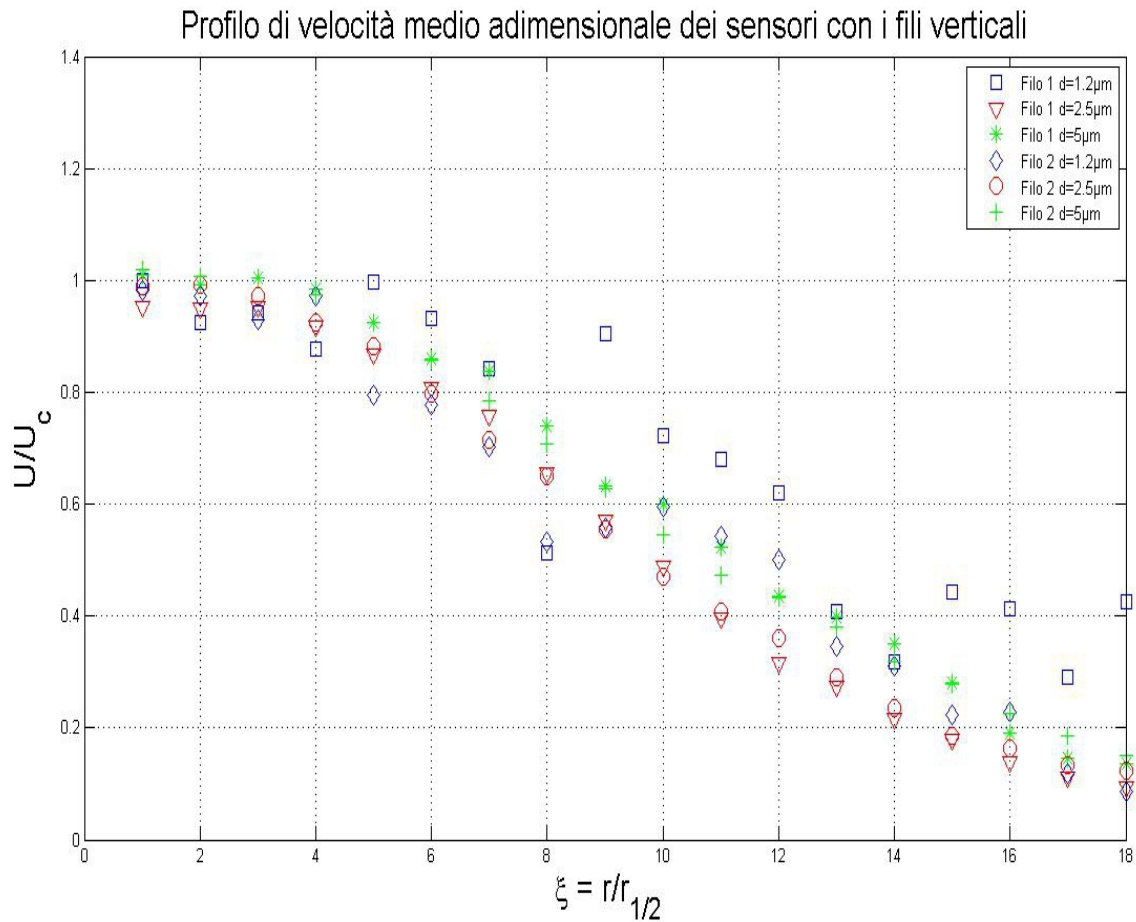


Fig 4.34: Profili di velocità medi normalizzati rispetto alla velocità di center-line in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar del getto con fili in posizione orizzontale.

Come si può notare tutti i fili presentano un andamento medio della velocità adimensionalizzata molto simile tra loro.

I piccoli scostamenti che si notano sono minimi e possono essere dovuti a errori sperimentali o anche alle diverse condizioni climatiche esterne (temperatura, pressione, umidità, ecc...) che, non

lavorando in un ambiente ad atmosfera controllata, non è possibile mantenere costanti per tutti gli esperimenti svolti. Il filo da  $1.2\mu\text{m}$  se pur presenti delle irregolarità dovute a problemi di convergenza statistica, come spiegato precedentemente, mantiene un andamento generale coerente con gli altri. Gli stessi ragionamenti valgono per le sonde in posizione verticale, come si può osservare dalla *Fig.4.35*.



*Fig 4.35: Profili di velocità medi normalizzati rispetto alla velocità di center-line in funzione di  $r/r_{1/2}$  nella regione self-similar del getto con fili in posizione verticale.*

## 4.6 CONFRONTO DELLE DERIVATE SPERIMENTALI OTTENUTE SPERIMENTALMENTE

In questo capitolo vengono esaminati i valori delle derivate tramite le quali è possibile ricavare il valore della dissipazione nel caso specifico. Come da titolo l'obiettivo primario di questa tesi sperimentale, è verificare l'effetto della risoluzione spaziale nella stima della dissipazione. Basandosi sulla teoria di Kolmogorov, la dissipazione è stata analizzata studiando le componenti del tensore gradiente di velocità. In altre parole, si voleva esaminare sperimentalmente cosa succede al calcolo delle derivate che descrivono l'effetto dissipativo in un getto, variando la lunghezza del filo di un sensore a filo caldo, ma mantenendone costante il rapporto  $l/d=200$ .

Gli esperimenti svolti sono stati effettuati con tre diverse lunghezze e diametri di filo:

- $l=1000\mu\text{m}$  e  $d=5\mu\text{m}$ ,
- $l=500\mu\text{m}$  e  $d=2.5\mu\text{m}$ ,
- $l=250\mu\text{m}$  e  $d=1.2\mu\text{m}$ .

Ogni misurazione è stata effettuata due volte per ogni filo: una per ricavare le derivate quando il filo è posizionato orizzontalmente e una quando è posizionato verticalmente.

Confrontando infine, i dati delle derivate acquisiti durante le diverse prove è possibile avere un'idea dell'effetto della risoluzione spaziale di un sensore a doppio filo caldo.

Le condizioni iniziali in cui sono stati effettuati gli esperimenti sono:

- distanza tra i fili di 0.6mm,
- distanza della sonda dallo sbocco del getto pari a 30 volte il diametro dell'ugello (1500mm),
- velocità del getto allo sbocco di 22m/s, il che equivale a un numero di Reynolds basato sul diametro dell'ugello di circa 70000,
- distanza percorsa lungo  $r$  pari a 270mm divisa in 18 punti equidistanti tra loro,
- 1200000 campioni acquisiti in ogni punto della griglia, per ogni filo,
- 20000Hz la frequenza di campionamento,
- 10000Hz la frequenza di taglio del filtro passa-basso.

È importante tener presente che ogni misurazione è stata effettuata solo successivamente ad un'adeguata calibrazione del sensore. Ancor prima è necessario non dimenticare la fase di "aging",

che consiste nel collegare il sensore al circuito elettrico acceso, e lasciarlo in tale condizione per almeno 8-9 ore. Questa procedura serve per stabilizzare le caratteristiche dei fili del sensore e consolidare la saldatura con le prongs.

Riportando tutti i valori delle derivate mediate e adimensionalizzate, acquisite dalle sonde con i fili in posizione orizzontale e verticale, si ottiene:

- Andamento delle derivate  $du/dr$  che si ottiene puntualmente dal rapporto tra le differenze delle fluttuazioni acquisite dai due fili ( $u_1-u_2$ ), con lo spazio che li separa (0.6mm):

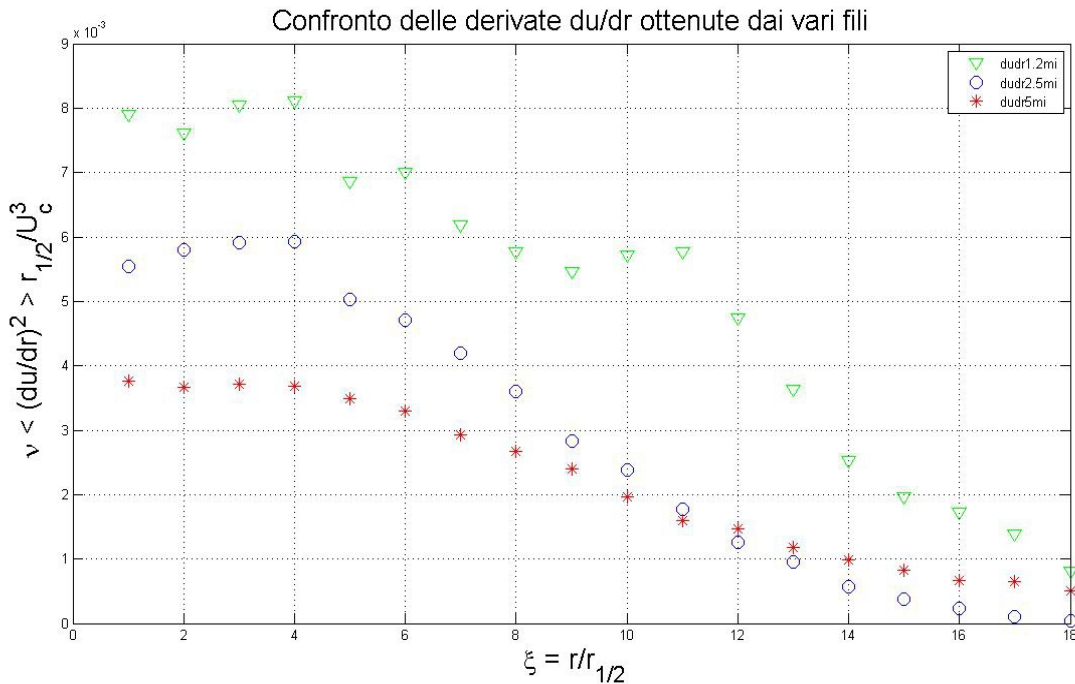


Fig 4.36: Andamento della  $du/dr$  mediata e adimensionalizzata rispetto alla velocità di center-line  $U_c$

Dal grafico in Fig.4.36 è possibile notare come gli andamenti delle curve dei diversi fili, siano molto simili tra loro. Le differenze che si possono apprezzare sono fondamentalmente legate all'effetto della risoluzione spaziale delle varie sonde.

Da notare inoltre, che dal punto 10 della griglia in poi, i valori delle derivate ottenuti con la sonda dotata del filo di lunghezza=10000 $\mu$ m ( $d=5\mu$ m) sono maggiori di quelli ricavati con la sonda dotata del filodi lunghezza=500 $\mu$ m ( $d=2,5\mu$ m). Questa anomalia è dovuta, molto probabilmente, ad un disturbo esterno (es. una corrente di aria) che si è sovrapposto al flusso del getto rendendolo più veloce in quel frangente di acquisizione.

- Andamento della derivata  $du/dx$  si ricava dal rapporto tra la derivata  $du/dt$ , con la velocità sull'asse del getto  $U_c$ . A sua volta la  $du/dt$  viene calcolato con il metodo delle differenze

centrate con un'accuratezza del secondo ordine.

È possibile effettuare il calcolo della  $du/dx$  in questo modo, grazie all'ipotesi di Taylor.

Nel 1938 Taylor ipotizzò che, il tempo e lo spazio (lungo la direzione principale del moto) di una variabile fluido-meccanica  $K$  sono relazionati per mezzo della velocità di convezione  $U_C$  lungo la direzione principale della velocità  $x_1$ . In altre parole è come se le strutture turbolente venissero congelate e semplicemente trasportate dalla velocità media verso valle. L'ipotesi così formulata sembrerebbe molto pesante, ma studi sperimentali hanno dimostrata che nella maggior parte dei casi è funzionante.

Nel caso del getto l'ipotesi è molto attendibile quando siamo vicini all'asse viceversa quando ci allontaniamo lungo la direzione  $r$ . Questa ipotesi è nota come *Turbolenza congelata*.

Il grafico della  $du/dx$  che si ricava, viene riportato di seguito:

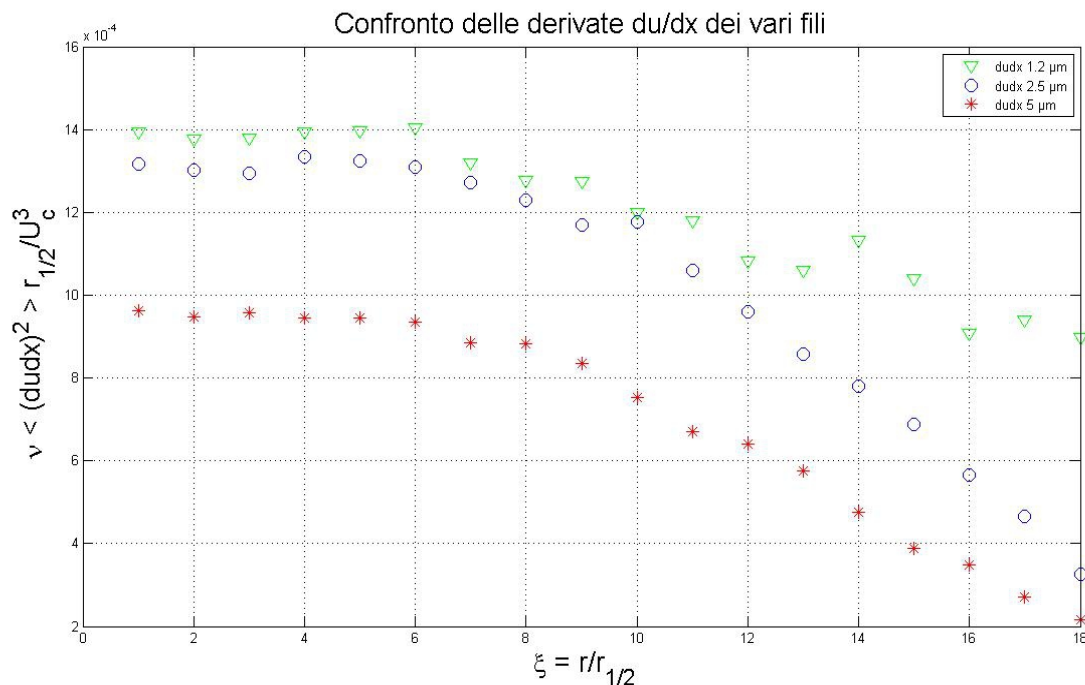


Fig 4.37: Andamento della  $du/dx$  mediata e adimensionalizzata rispetto alla velocità di center-line  $U_C$

Anche in questo caso gli andamenti delle tre curve sono molto simili, fatta eccezione per il filo da di lunghezza pari a  $250\mu\text{m}$  ( $d=1.2\mu\text{m}$ ).

- Andamento delle derivate  $du/d\theta$  che, come nel caso della  $du/dr$ , si ottiene puntualmente dal rapporto tra le differenze delle fluttuazioni acquisite dai due fili ( $u1-u2$ ), con lo spazio che li separa (0.6mm):

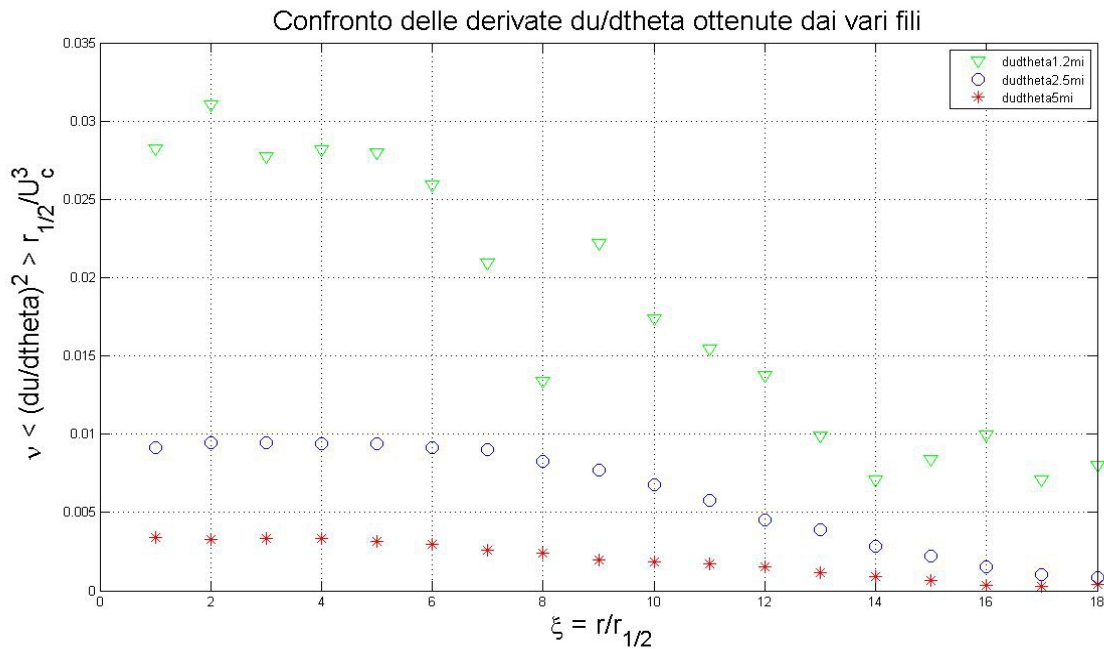


Fig 4.38: Andamento della  $du/d\theta$  mediata e adimensionalizzata rispetto alla velocità di center-line  $U_c$

Per avere un'idea del fattore di attenuazione nel calcolo delle derivate tramite i dati ottenuti da sonde dotate di fili di diversa lunghezza, di seguito si allegano tre grafici che esprimono l'errore percentuale tra i due valori di derivate: quella ottenuta con il filo di lunghezza  $500\mu\text{m}$  ( $d=2.5\mu\text{m}$ ) e quella ottenuta con il filo di lunghezza  $1000\mu\text{m}$  ( $d=5\mu\text{m}$ ), rapportato con il valore della derivata ottenuta con il filo di lunghezza e diametro più piccolo.

- Errore percentuale tra la  $du/dx$  calcolata tramite filo con  $l=500\mu\text{m}$  e  $d=2.5\mu\text{m}$  e quella ottenuta dal filo con  $l=1000\mu\text{m}$  e  $d=5\mu\text{m}$  in funzione di  $\xi=r/r_{1/2}$ .

Per non appesantire la notazione definiamo 
$$\psi = \frac{\langle \frac{\partial u}{\partial x}(2.5\mu\text{m}) - \frac{\partial u}{\partial x}(5\mu\text{m}) \rangle}{\frac{\partial u}{\partial x}(2.5\mu\text{m})}$$

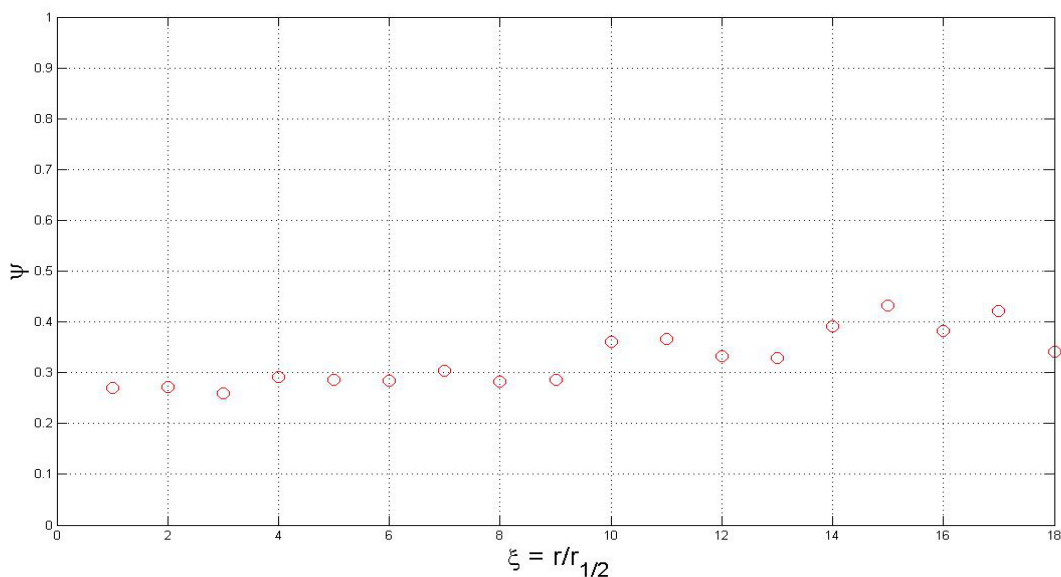


Fig 4.39: Errore percentuale tra le  $du/dx$  calcolate con il filo avente  $l=1000\mu\text{m}$  e  $l=500\mu\text{m}$

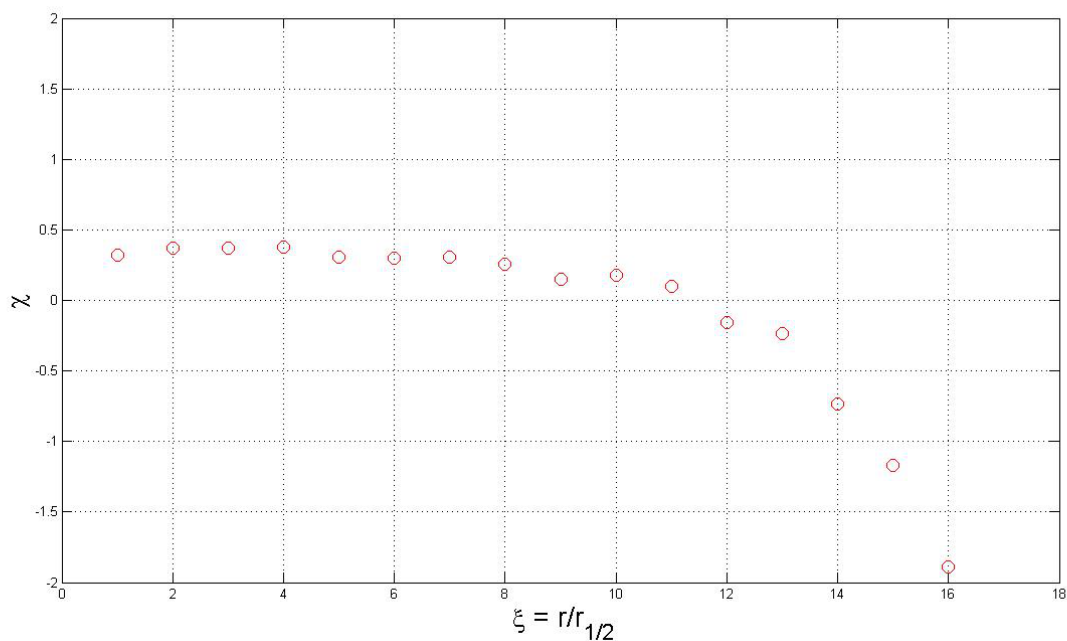
Osservando il grafico è possibile affermare che l'errore percentuale tra le derivate, calcolate con le due diverse lunghezze di filo, è all'incirca costante e compreso tra un massimo del 43% e un minimo del 25%. Vuol dire che, i valori di derivata ottenuti tramite la sonda con filo di lunghezza pari a  $500\mu\text{m}$  vengono attenuati di un massimo del 45% quando vengono ricalcolate con la sonda dotata di filo con lunghezza pari a  $1000\mu\text{m}$ .

Questo è intuibile anche dal grafico di *Fig.4.37*.

- Errore percentuale tra le  $du/dr$ , calcolate con le due diverse lunghezze di filo in funzione di  $\xi=r/r_{1/2}$ .

Per non appesantire la notazione definiamo

$$\chi = \frac{\left\langle \frac{\partial u}{\partial r}(2.5\mu\text{m}) - \frac{\partial u}{\partial r}(5\mu\text{m}) \right\rangle}{\frac{\partial u}{\partial r}(2.5\mu\text{m})}$$



*Fig 4.40: Errore percentuale tra le  $du/dr$  calcolate con il filo avente  $l=1000\mu\text{m}$  e  $l=500\mu\text{m}$*

In questo caso l'andamento dell'errore percentuale tra le derivate calcolate con i diversi sensori, ha un andamento circa costante fino a  $\xi=11$  per poi assumere una tendenza decrescente addirittura negativa.

Questo fenomeno è spiegabile osservando il grafico di *Fig.4.36*, dove si può notare come da  $\xi=11$  in poi la curva delle derivate, ottenute dal sensore più lungo, scavalca quella delle derivate del sensore corto. Come spiegato precedentemente nella *Fig.4.36* la causa è sicuramente dovuta ad un disturbo esterno.



- Errore percentuale tra le  $du/d\theta$  ottenute dai due diversi fili in funzione di  $\zeta=r/r_{1/2}$ .

Per non appesantire la notazione definiamo

$$\beta = \frac{\langle \frac{\partial u}{\partial \theta}(2.5\mu m) - \frac{\partial u}{\partial \theta}(5\mu m) \rangle}{\frac{\partial u}{\partial \theta}(2.5\mu m)}$$

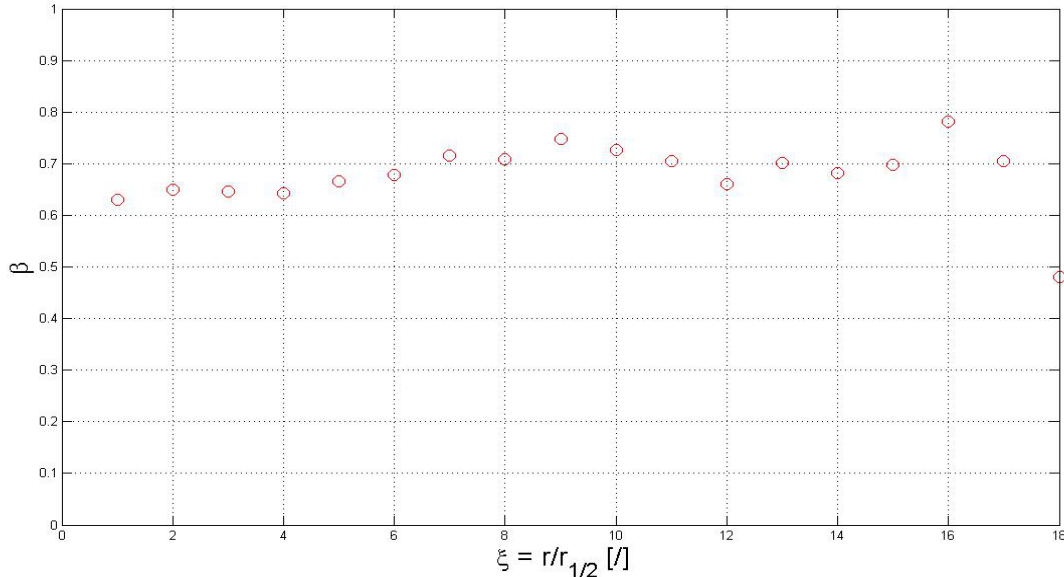


Fig 4.41: Errore percentuale tra le  $du/d\theta$  calcolate con il filo avente  $l=1000\mu m$  e  $l=500\mu m$

Come per il caso della derivata  $du/dx$ , anche per la  $du/d\theta$  è possibile notare un andamento dell'errore percentuale all'incirca costante e lineare. La curva è compresa tra il 78% e il 47% il che come anche nei casi precedenti sottolinea la capacità del sensore di maggiore lunghezza di attenuare i dati acquisiti. Di seguito si riportano le tre tabelle contenenti i dati delle derivate calcolate con le diverse sonde, in tre punti distinti del flusso: centerline,  $r/r_{1/2}=8$  e  $r/r_{1/2}=16$ , e l'errore percentuale tra le due. In questo modo si riesce ad avere un'idea dell'andamento numerico.

Non è necessario aggiungere altri commenti avendo già discusso questi dati al termine di ogni rispettivo grafico.

	<b>du/dx filo da 5<math>\mu m</math></b>	<b>du/dx filo da 2.5<math>\mu m</math></b>	<b><math>\psi</math>[%]</b>
<b>Center-line</b>	$9.6120e^{-4}$	$1.300e^{-3}$	27%
<b><math>r/r_{1/2}=8</math></b>	$8.8500e^{-4}$	$1.200e^{-3}$	28.2%
<b><math>r/r_{1/2}=16</math></b>	$3.8965e^{-4}$	$5.6646e^{-4}$	38.2%

Tabella 1: Errore percentuale tra le derivate  $du/dr$  ricavate dai due fili di diversa lunghezza in punti specifici del campo di moto

	<b>du/dr filo da 5<math>\mu</math>m</b>	<b>du/dr filo da 2.5<math>\mu</math>m</b>	<b><math>\chi</math>[%]</b>
<b>Center-line</b>	3.800e <sup>-3</sup>	5.500e <sup>-3</sup>	32%
<b><math>r/r_{1/2}=8</math></b>	2.700e <sup>-3</sup>	3.600e <sup>-3</sup>	25.84%
<b><math>r/r_{1/2}=16</math></b>	6.6345e <sup>-4</sup>	2.2938e <sup>-4</sup>	189.2%

*Tabella 2: Errore percentuale tra le derivate du/dr ricavate dai due fili di diversa lunghezza in punti specifici del campo di moto*

	<b>du/d<math>\theta</math> filo da 5<math>\mu</math>m</b>	<b>du/d<math>\theta</math> filo da 2.5<math>\mu</math>m</b>	<b><math>\beta</math>[%]</b>
<b>Center-line</b>	3.400e <sup>-3</sup>	9.200e <sup>-3</sup>	63%
<b><math>r/r_{1/2}=8</math></b>	2.400e <sup>-3</sup>	8.300e <sup>-3</sup>	70.9%
<b><math>r/r_{1/2}=16</math></b>	3.3462e <sup>-4</sup>	1.500e <sup>-3</sup>	78.1%

*Tabella 3: Errore percentuale tra le derivate du/d $\theta$  ricavate dai due fili di diversa lunghezza in punti specifici del campo di moto*

# Capitolo 5

## Conclusioni

### 5 CONCLUSIONI

I dati e i grafici che sono stati precedentemente riportati costringono ad escludere i risultati ottenuti con il filo di lunghezza  $250\mu\text{m}$  e diametro  $1.2\mu\text{m}$ .

Per motivi che non verranno ripetuti in questa discussione finale (vedi cap.4.3) si concentra l'attenzione sugli altri due sensori rispettivamente con  $l=1000\mu\text{m}$  e  $l=500\mu\text{m}$ .

Le prove sperimentali effettuate durante questa tesi di laurea, come spiegato nel capitolo degli obiettivi, hanno il fine di verificare l'effetto che la lunghezza del filo ha sul calcolo delle derivate, tramite le quali è possibile ricavare la dissipazione.

Teoricamente tramite i sensori a filo caldo si vorrebbe poter ricavare i valori della velocità puntuale in un qualsiasi punto all'interno di un flusso e ovviamente questo non è possibile a causa delle dimensioni finite dei fili stessi.

Gli andamenti dei grafici (vedi Fig.4.36-4.37-4.38) delle derivate di interesse:  $du/d\theta$ ,  $du/dr$  e  $du/dx$  ottenute con le tre diverse sonde, sono in linea di massima molto simili tra loro.

In definitiva quello che si osserva è che, con un filo più lungo ( $l=1000\mu\text{m}$ ,  $d=5\mu\text{m}$ ), le derivate appaiono più attenuate rispetto a quelle ricavate con i dati di un filo più corto ( $l=500\mu\text{m}$ ,  $d=2.5\mu\text{m}$ ).

Questa conclusione viene confermata anche, dalla stima dell'errore percentuale che c'è tra la medesima derivata ottenuta con un filo di lunghezza maggiore e una di lunghezza minore.

I dati dell'errore percentuale sono esposti nei grafici di Fig.4.39-4.40-4.41 e sottolineano come ogni valore di derivata ottenuto dai dati del filo più corto sia sempre maggiore rispetto a quello ricavato dai dati del filo lungo.

La motivazione è che lungo il filo, è possibile avere una distribuzione di velocità non uniforme (vedi Fig.6.1), a causa di due possibili fenomeni:

- Una differenza nella velocità media che si verifica in particolari flussi aerodinamici o a causa di un disallineamento del filo.
- Una differenza nella velocità istantanea legata alle scale turbolente di piccole dimensioni.

Su quest'ultima motivazione si concentreranno gli studi discussi in questo elaborato.

Come è noto, un flusso turbolento è caratterizzato da diverse scale vorticosi, a partire da quelle più grandi di dimensione  $L$ , per finire alle scale più piccole dette di Kolmogorov,  $\eta$ .

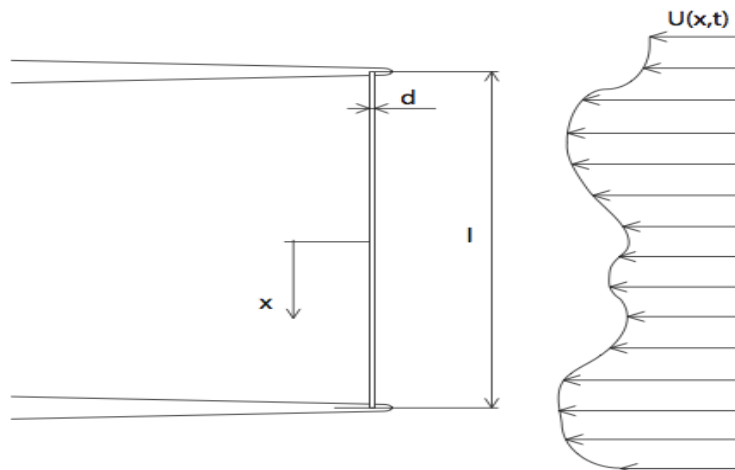
Come è stato discusso nei precedenti capitoli, quando il flusso turbolento arriva alle piccole scale (teoria della cascata di energia) gli effetti viscosi diventano dominanti e l'energia cinetica turbolenta in eccesso viene dissipata sotto forma di calore.

I sensori a filo caldo sono di dimensioni molto piccole, nonostante ciò la lunghezza del filo non è trascurabile rispetto alle dimensioni delle scale vorticosi di Kolmogorov.

Di conseguenza se la lunghezza del filo è maggiore rispetto a quella delle piccole scale turbolente potrebbero esserci degli errori nel calcolo delle fluttuazioni e quindi anche nelle derivate.

Se la distribuzione di velocità normale che incide sul filo non è costante, quello che il sensore leggerà sarà una media spaziale della distribuzione di velocità lungo il filo.

La conclusione che si deduce dai calcoli sperimentali è che, quanto più corto è il filo, tanto più piccolo sarà il volume di misura. Questo perché, il profilo di velocità istantaneo incidente sul filo, può essere considerato quasi costante. L'argomentazione di questa tesi, validata anche da studi pregressi su altre grandezze caratteristiche del getto (vedi "Hot wire manufacturing and resolution effects in high Reynolds number flows" del dott. Fiorini Tommaso) è che la sonda si comporta come un filtro passa-basso con frequenza di taglio proporzionale alla sua lunghezza.



*Fig 6.1: Distribuzione non uniforme della velocità che incide sul filo (da Hot wire manufacturing and resolution effects in high Reynolds number flows di Tommaso Fiorini)*

# Bibliografia

1. *H. H. Bruun. Hot-wire anemometry - principles and signal analysis. Oxford University Press, 1995.*
2. *J. H. Hussein, S. P. Capp, and W. K. George. Velocity measurements in a high reynolds number, momentum conserving, axisymmetric turbulent jet. J. Fluid. Mech, 1994.*
3. *F. E. Jorgensen. How to measure turbulence with hot-wire anemometers - a practical guide. Dantec Dynamics, 2002.*
4. *C. G. Lomas. Fundamentals of Hot Wire Anemometry. Cambridge University Press, 1985.*
5. *S. B. Pope. Turbulent Flows. Cambridge University Press, 2000.*
6. *O. Reynolds. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. Proc. R. Soc., 1883.*
7. *A. J. Smits, B. McKeon, and I. Marusic. High-reynolds number wall turbulence. Annu. Rev. Fluid Mech., 2011a.*
8. *T. Fiorini, A. Talamelli. Hot wire manufacturing and resolution effects in high Reynolds number flows, 2012.*
9. *F. White. Viscous Fluid Flow. Mc Graw Hill, 1991.*
10. *P. M. Ligrani and P. Bradshaw. Spatial resolution and measurement of turbulence in the viscous sublayer using subminiature hot-wire probes. Exp. Fluids, 1987.*

# *Ringraziamenti*

*Prima che a chiunque altro ai miei genitori, mia sorella e i miei nonni che mi hanno sempre sostenuto e aiutato durante questo intenso e faticoso iter universitario, come nella vita.*

*Non da meno sono stati i miei amici (Roberto, Dorianò, Vincenzo, Michele, Nicola, Stefano, Elisa, Gabriella, Jose, Tony, Benny, Gaia e tutti coloro che non ho nominato ma considerato) e alla mia ragazza Aneika tutti loro hanno reso questi anni qui a Forlì indimenticabili.*

*Come non ringraziare poi il professore Alessandro Talamelli, la cui passione e conoscenza nella materia aerodinamica, mi ha permesso di concludere con successo il mio percorso di studio e questo interessante elaborato di tesi.*

*A lui fanno capo i tutors Gabriele Bellani e Tommaso Fiorini che con infinita pazienza mi hanno assistito durante tutto il processo di sperimentazione e stesura di questa tesi.*

***Grazie a tutti!!!***