

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA**

**SCUOLA POLITECNICA**

**DIME**

**Dipartimento di Ingegneria Meccanica, Energetica,  
Gestionale e dei Trasporti**



**TESI DI LAUREA  
IN  
INGEGNERIA MECCANICA**

**Sperimentazione in galleria del vento sul distacco di  
vortici dietro corpi tozzi**

**Relatore:**

Chiar.<sup>mo</sup> Prof. Ing. Alessandro Bottaro

**Correlatore:**

Dott. Ing. Andrea Freda

**Allievi:**

Riccardo Fogola

Matteo Bianchi

Anno Accademico 2019/2020

# **Wind-tunnel experiments on vortex shedding behind bluff bodies**

## **Abstract**

This thesis work concerns the study of vibrations induced by the vortex shedding on bluff bodies; in particular it takes in analysis the dynamic response of a lighthouse tower with polygonal stem of sixteen sides situated in the port of La Spezia. The characterization of the pole has been carried out through a campaign of experimental tests at the wind tunnel of the Department of Civil, Chemical and Environmental Engineering of the University of Genova. The experiment included static and dynamic tests on a sectional model of the shaft of the lighthouse tower. Such streamlined, flexible structures with small damping are subject to a series of aeroelastic phenomena, including the vortex shedding.

The vortex shedding is an aeroelastic phenomenon not only due to the action of the wind but also strongly influenced by the interaction wind-structure, the most critical condition occurs when the frequency of vortex detachment is close to the vibration frequency of the structure. In this case a resonance phenomenon occurs, characterized by a significant increase in the amplitude of oscillation.

Current legislation in the case of polygonal cross-sectional structures refers as a reference to data on square or circular cross-section structures; the research carried out aims to provide guidelines for polygonal structures.

## **Prefazione**

Questo lavoro di tesi riguarda lo studio delle vibrazioni indotte dal distacco di vortici su corpi tozzi; in particolare prende in analisi la risposta dinamica di una torre faro con fusto poligonale a sedici lati situata nel porto di La Spezia. La caratterizzazione del palo è stata effettuata attraverso una campagna di prove sperimentali presso la Galleria del Vento del Dipartimento di Ingegneria Civile, Chimica e Ambientale dell'Università di Genova. La sperimentazione ha incluso prove statiche e dinamiche su un modello sezionale del fusto della torre faro. Tali strutture snelle, flessibili e con piccolo smorzamento sono soggette a una serie di fenomeni aeroelastici, tra cui il distacco di vortici.

Il distacco di vortici è un fenomeno aeroelastico non solo dovuto all'azione del vento ma anche fortemente influenzato dall'interazione vento-struttura, la condizione più critica si verifica quando la frequenza del distacco di vortici è prossima alla frequenza di vibrazione propria della struttura. In tal caso si verifica un fenomeno di risonanza, caratterizzato da un aumento significativo dell'ampiezza di oscillazione.

La normativa vigente nel caso di strutture a sezione poligonale rimanda come riferimento a dati su strutture a sezione quadrata o circolare; la ricerca effettuata si pone come obiettivo di fornire linee guida per strutture poligonali.

## **Ringraziamenti**

Ai miei genitori per aver creduto in me ed avermi sempre supportato nelle difficoltà incontrate lungo il percorso. Ai miei nonni che mi hanno sempre detto di non preoccuparmi troppo, di andare avanti e di conquistarmi ciò che merito. A mia zia Monia che mi sopporta da ormai tre anni e a cui voglio un bene dell'anima. Al mio Gato per aver dato un senso a tutto. Al Professore Freda per essere stato sempre sincero e avermi fatto appassionare al lavoro in laboratorio. A tutti i ragazzi in galleria siete stati fantastici. Al mio cotesista Matteo per avermi dato una grossa mano nella realizzazione del lavoro.

# Sommario

Abstract.....	2
Prefazione .....	3
Ringraziamenti .....	4
Sommario.....	5
1 Introduzione .....	7
2 Principi di aerodinamica dei corpi tozzi .....	11
2.1 Forze medie e fluttuanti.....	11
2.1.1 Equazioni del moto e di continuità .....	11
2.1.2 Equazioni di Navier-Stokes .....	12
2.1.3 Equazione di Bernoulli.....	14
2.1.4 Vortici liberi.....	14
2.2 Effetti del numero di Reynolds .....	16
2.3 Valutazione del numero di Strouhal.....	21
2.4 Coefficienti aerodinamici .....	22
3 Distacco di vortici.....	25
3.1 Distacco di vortici e lock-in.....	25
3.2 Modello analitico della risposta indotta dal distacco di vortici .....	28
4 Galleria del Vento.....	32
4.1 La Galleria del Vento DICCA .....	34
4.2 Gruppo Motore.....	36
4.3 Strumentazione .....	37
4.3.1 Tubo di Pitot- statico .....	37
4.3.2 Sonde multiforo .....	38
4.3.3 Misure di spostamento.....	38
5 Attività sperimentale.....	39
5.1 Modello.....	39
5.2 Identificazione strutturale .....	42
5.3 Svolgimento prove .....	43
5.4 Software utilizzati .....	46
6 Risultati .....	48
6.1 Test modello con variazione angoli incidenza vento .....	48
6.2 Test modello con variazione smorzamento .....	50
6.3 Test modello con variazione di turbolenza nel flusso libero .....	51
6.4 Test modello con scala e senza scala .....	52

7	Conclusioni e possibili sviluppi futuri.....	55
8	Bibliografia .....	57
9	Appendice .....	58

# 1 Introduzione

L'ingegneria del vento si occupa dello studio degli effetti del flusso d'aria sulle costruzioni e sviluppa i criteri di progettazione per prevenire i danni e i disagi che può causare. Prevedere il comportamento dinamico delle strutture è di fondamentale importanza, in quanto condiziona in maniera determinante le scelte progettuali. L'interesse per queste ricerche è andato progressivamente aumentando in relazione all'incremento di vulnerabilità delle strutture all'azione del vento. Questa maggiore vulnerabilità è dovuta alla loro snellezza e elevata flessibilità, in tal modo le strutture sono generalmente poco smorzate e quindi più sensibili alle vibrazioni.

Grazie all'impiego di potenti codici di calcolo si ha la possibilità di sfruttare i materiali in condizioni limiti e di operare con margini di sicurezza minori. Tuttavia, all'aumento di flessibilità per alcune tipologie di strutture non deve corrispondere solamente un pari incremento di resistenza meccanica, ma vi dev'essere anche una notevole resistenza ai possibili fenomeni aeroelastici. Ciò è dovuto al fatto che costruzioni aventi particolari morfologie strutturali sono interessate da fenomeni di interazione tra il moto dell'aria e quello conseguente della struttura.

In generale si fa riferimento all'aerodinamica dei corpi tozzi. Si parla di corpi tozzi (bluff bodies) quando, a causa della forma del corpo, le linee di flusso si separano da esso e si ha la formazione di vortici turbolenti.

La circolazione dell'aria rispetto alla superficie della terra è indotta dall'irraggiamento dell'atmosfera terrestre. In particolare, il vento si genera per una differenza di pressione tra due punti aventi la stessa quota.

Il flusso dell'aria sulla superficie terrestre è sempre turbolento; tale turbolenza è dovuta alla presenza di vortici che si generano per effetto dell'attrito dell'aria con il suolo e con tutti gli ostacoli presenti su di esso. La regione dell'atmosfera in cui il vento risente di questi fenomeni prende il nome di strato limite atmosferico.

Lo spessore dello strato limite varia a seconda della rugosità del terreno, dell'intensità del vento e dell'angolo di latitudine; si estende per un'altezza che varia da poche centinaia di metri a qualche chilometro. All'interno dello strato limite atmosferico la velocità varia con l'altezza fino ad arrivare alla velocità di gradiente, che segna il confine tra lo strato limite atmosferico e la cosiddetta atmosfera libera.

Questo lavoro di tesi è stato svolto analizzando il fenomeno del distacco di vortici su una torre faro con fusto poligonale a sedici lati situata nella zona portuale di La Spezia. La torre situata di fronte al Mar Ligure è esposta in maniera ottimale alle sollecitazioni indotte dal vento. La struttura è monitorata in tempo reale mediante l'utilizzo di sensori; in particolare accelerometri per misure di accelerazione e estensimetri per quelle di deformazione. La campagna sperimentale sulla torre faro nasce dalla volontà di verificare la risposta delle strutture ai temporali, che sono fenomeni di vento non stazionari e poco conosciuti, per i quali in Letteratura non ci sono modelli consolidati di calcolo. Lo studio

della risposta è possibile conoscendone i parametri dinamici, quali le frequenze e lo smorzamento; ciò è possibile elaborando i dati di monitoraggio, parametri aerodinamici come i coefficienti di forza e la frequenza. Lo studio della torre faro mediante i sensori è accompagnato da una campagna sperimentale in Galleria del Vento. E' stato studiato un modello sezionale che, in particolare, presenta una saldatura prominente, che ne ha fortemente influenzato il comportamento durante le prove dinamiche. Il modello posto in galleria è stato opportunamente studiato in varie situazioni di vento descritte nei capitoli seguenti.

Il fenomeno del distacco di vortici è una configurazione di scia caratterizzata dal distacco alternato di vortici che si verifica in alcuni corpi tozzi. Le scie vorticose possono essere osservate solo all'interno di un dato intervallo di numeri di Reynolds ( $Re$ ). Il numero di  $Re$  è influenzato fortemente da forma e dimensioni del corpo che causa il fenomeno, dalla velocità del vento e dalla viscosità cinematica del fluido ( $\nu$ ) del fluido.

La formazione di vortici genera una variazione della distribuzione di pressione sulla superficie del corpo, che conduce alla formazione alternata di vortici in grado di generare forze variabili periodicamente, e quindi una vibrazione del corpo quando la frequenza strutturale e di distacco sono prossime. Il distacco di vortici diviene particolarmente pericoloso quando la frequenza di formazione dei vortici è coincidente con la frequenza di vibrazione propria del corpo, determinando un fenomeno di risonanza. Esempi di fenomeni di questo tipo sono le vibrazioni dei cavi telefonici o dei tiranti dei ponti strallati, le oscillazioni di camini, torri faro e pali dell'illuminazione .

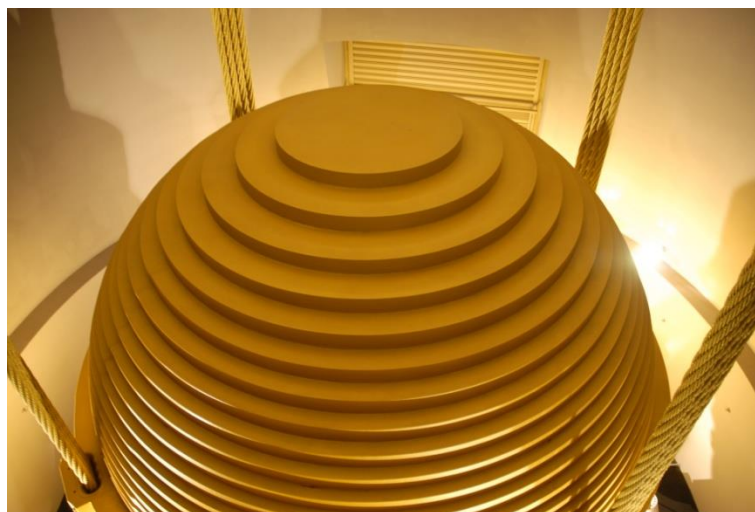
Questo tipo di fenomeno deve essere preso in considerazione in fase di progettazione di strutture alte e snelle quali le ciminiere industriali. Un metodo per evitare il distacco di vortici è inserire degli elementi di disturbo del flusso. Se il corpo è cilindrico, si possono utilizzare filetti elicoidali che consentono di ridurre la formazione delle scie vorticose. Questi vengono montati nella sommità delle strutture, generando un flusso asimmetrico tridimensionale che riduce la formazione alternata di vortici. Per un numero di Reynolds inferiore a  $2 \cdot 10^5$  e per flussi aventi il 15% di intensità di turbolenza, tale metodo riduce il picco dell'oscillazione risonante di un fattore pari a 2. In figura 1.1 si può notare un camino caratterizzato da filetti elicoidali.





*Figura 1.1 Camino con filetti elicoidali.*

Si possono anche utilizzare assorbitori armonici (TMDs), i quali consistono in un secondo sistema di vibrazione attaccato alla struttura, in prossimità della sommità. Se eccitato da oscillazioni armoniche della struttura, il TMD vibrerà in opposizione a questo moto, riducendo l'ampiezza di oscillazione.



*Figura 1.2 Il più grande assorbitore armonico del mondo, installato sul grattacielo Taipei 101.*

Sono ben noti gli effetti del distacco di vortici in particolare su strutture cilindriche come camini e torri, la Letteratura è però carente per quanto riguarda corpi tozzi a sezione poligonale. Infatti, nel caso di tali sezioni, spesso quando il numero di lati è grande, si fa

riferimento alla sezione circolare. Il modello oggetto di studio consente di ampliare tale campagna sperimentale al fine di servire come riferimento per altri studi analoghi.

Possiamo dividere la seguente trattazione in tre sezioni:

- 1) I capitoli 2,3 trattano le basi dell'aerodinamica dei corpi tozzi, come la formazione della scia e l'influenza del numero di Reynolds e di Strouhal.
- 2) Il capitolo 4 descrive le gallerie del vento, per poi concentrarsi su quella sita nel dipartimento DICCA dell'Università di Genova. In particolare sono descritte la galleria, il gruppo motore e la strumentazione utilizzata durante le prove.
- 3) I capitoli 5,6 sono invece dedicati alla descrizione delle prove e all'elaborazione dei dati mediante l'utilizzo del software Matlab.



*Figura 1.3 Distacco di vortici intorno al modello.*

## 2 Principi di aerodinamica dei corpi tozzi

Lo studio dei fenomeni aerodinamici nasce dalle pratiche aeronautiche, e successivamente è stato esteso alle strutture immerse nello strato limite atmosferico. Nuovi ed interessanti progressi nell'applicazione dell'aerodinamica sulle strutture civili sono stati raggiunti negli ultimi tre decenni. Queste applicazioni sono limitate principalmente a fenomeni derivanti da basse velocità del vento e da fluidi pressoché incompressibili. In questo campo l'aerodinamica è strettamente correlata con la meteorologia e con i flussi turbolenti che si manifestano nello strato limite. Due aspetti particolari dei suddetti flussi sono di particolare interesse per l'ingegneria strutturale: lo stato di turbolenza del vento a contatto con una struttura e la turbolenza locale provocata nel vento dalla struttura stessa. L'attenzione in ingegneria del vento è posta sull'aerodinamica dei corpi tozzi, per via della forma delle strutture esposte al vento. Ciò ha determinato nuovi campi di ricerca volti ad analizzare gli effetti del vento su corpi tozzi, quali edifici, torri e ponti.

Nei seguenti paragrafi verranno riportati i concetti basilari sull'aerodinamica di corpi e strutture tozze.

### 2.1 Forze medie e fluttuanti

Nel presente paragrafo verranno trattate le forze che influenzano maggiormente l'aerodinamica dei corpi tozzi.

#### 2.1.1 Equazioni del moto e di continuità

Si consideri un elemento fisso infinitesimo di volume  $dV$  in un fluido, il vettore velocità del fluido è comunemente espresso come:

$$u = ui + vj + wk \quad (2.1)$$

dove  $i, j, k$  sono i versori lungo i tre assi cartesiani  $x, y, z$ .

La forza che agisce sull'elemento di volume  $dV$  è costituita da due componenti. La prima, nota come forza corporea, è generata da un campo di forze come la gravità ed è indicata come  $F\rho dV$ . La seconda è dovuta all'azione sul fluido delle sollecitazioni interne  $\sigma_{ij}$  ( $i, j=1, 2, 3$ ).

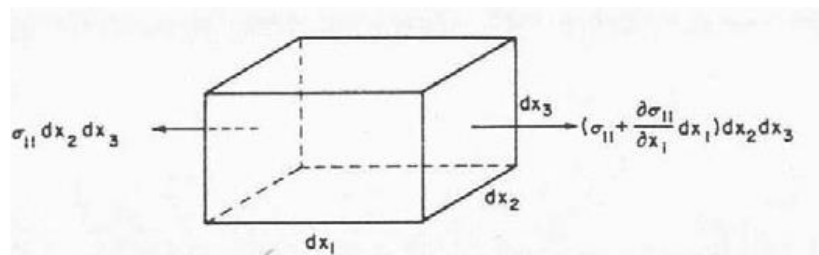


Figura 2.1 Forze su un volume elementare di fluido.

Si può dimostrare che la componente della forza in direzione  $i$  dovuta all'azione di tutte le tensioni  $\sigma_{ij}$  è:

$$\sum_{i=1}^3 = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} dV \quad (2.2)$$

Denotando le componenti di  $F$  come  $F_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), le equazioni di bilancio delle forze derivanti dalla seconda legge di Newton sono:

$$\frac{Du_i}{Dt} \rho dV = F_i \rho dV + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} dV \quad (2.3)$$

dove l'operatore  $\frac{D}{Dt}$ , noto come derivata materiale, è definito come:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

L'equazione del moto si ottiene dividendo l'equazione (2.3) per  $dV$  e riscrivendola nel seguente modo:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho F_i + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.5)$$

Diverse forme di questa equazione di base possono essere derivate a seconda della natura delle forze  $F_i$  e delle sollecitazioni  $\sigma_{ij}$  che agiscono sulle particelle di fluido.

Prima di esaminare questi casi particolari, risulta essere utile richiamare il principio di conservazione della massa. Per il principio di conservazione della massa, l'aumento di massa fluida contenuta all'interno di una certa superficie chiusa deve essere uguale alla differenza tra la massa che esce ed entra dal volume racchiuso dalla superficie. L'equazione di continuità si scrive nel seguente modo:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.6)$$

Nel caso di fluido incomprimibile, per il quale la densità  $\rho$  è costante, si riduce a:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.7)$$

### 2.1.2 Equazioni di Navier-Stokes

Al contrario di un solido, un fluido in condizioni statiche può resistere solo a pressioni normali. In condizioni dinamiche invece, il flusso può resistere anche a sforzi di taglio. Se tali sforzi sono dovuti alla viscosità  $\mu$ , allora si parla di fluidi Newtoniani o viscosi.

Per esempio la sollecitazione di taglio  $\sigma_{12}$  in un semplice fluido bidimensionale è espressa come :

$$\sigma_{12} = \mu \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \quad (2.8)$$

dove il fattore proporzionale  $\mu$  è la viscosità del fluido.

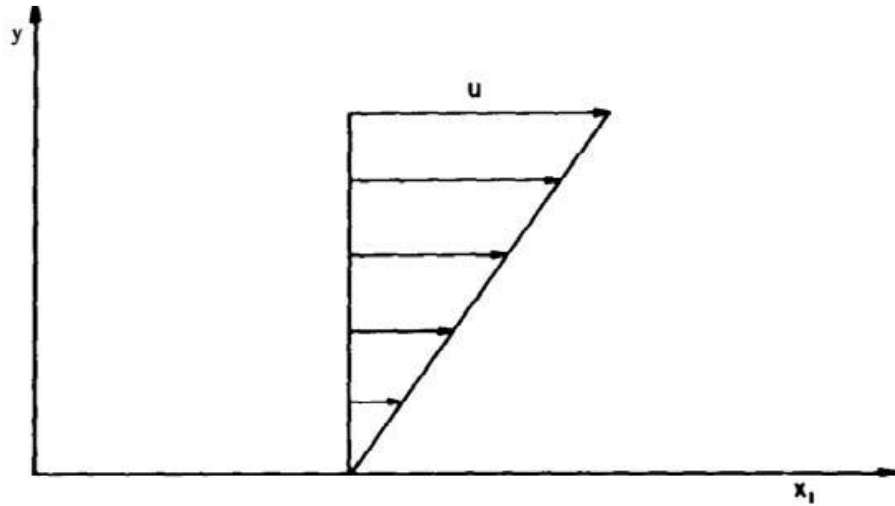


Figura 2.2 Incremento lineare della velocità con la distanza dalla parete.

Conviene dividere il tensore delle tensioni  $\sigma_{ij}$  in una parte idrostatica  $\mathbf{p}$  ed una deviatorica  $\mathbf{d}$ :

$$p_{ij} = \begin{cases} p & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (2.9)$$

$$d_{ij} = 2\mu \left( e_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \sum_{k=1}^3 e_{kk} \right) \quad (2.10)$$

dove:

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.11)$$

e:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (2.12)$$

Con la precedente scomposizione si arriva alla seguente relazione:

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + 2\mu \left( e_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \sum_{k=1}^3 e_{kk} \right) \quad (2.13)$$

che sostituita all'equazione di moto (2.5), porta alla definizione dell'equazioni di Navier-Stokes:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ 2\mu \left( e_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \sum_{k=1}^3 e_{kk} \right) \right\} \quad (2.14)$$

Se la viscosità  $\mu$  può essere considerata costante, la (2.14) diviene:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \left( \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial \sum_{k=1}^3 (\partial u_k \partial x_k)}{\partial x_i} \right) \quad (2.15)$$

e che in forma vettoriale diviene:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \rho \mathbf{F} - \sum_{i=1}^3 \frac{\partial p}{\partial x_i} \mathbf{i}_i + \mu \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x_j^2} \quad (2.16)$$

### 2.1.3 Equazione di Bernoulli

Nel caso in cui il flusso sia incomprimibile, non viscoso ( $\mu = 0$ ) e sottoposto a forze interne trascurabili l'equazione di Navier –Stokes (2.16) assume la seguente forma:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\sum_{i=1}^3 \frac{\partial p}{\partial x_i} \mathbf{i}_i \quad (2.17)$$

Se gli assi cartesiani sono orientati in modo che  $x_1$  corrisponde alla direzione del moto, e se il flusso è stazionario, segue immediatamente dall'integrazione che :

$$\frac{1}{2} |u|^2 + \frac{p}{\rho} = \text{cost} \quad (2.18)$$

Valida in ogni punto di una linea di corrente fluida.

La (2.18) è nota come teorema di Bernoulli, dove  $u$  è la velocità della corrente fluida lungo una linea di corrente e  $\frac{1}{2} \rho u^2$  la pressione dinamica. La precedente equazione viene utilizzata per interpretare la relazione che intercorre tra velocità e pressione nei flussi atmosferici e in galleria del vento.

### 2.1.4 Vortici liberi

Si consideri un fluido avente moto bi-dimensionale compreso tra due linee di flusso concentriche distanti tra di loro  $dr$  e aventi raggio di curvatura  $r$ . il fluido seguendo una traiettoria circolare sarà sottoposto a una accelerazione centripeta pari a  $\frac{u^2}{r}$ , dove  $u$  è la velocità tangenziale del fluido. La forza agente sull'elemento di fluido e di verso opposto all'accelerazione centripeta è la forza centrifuga, dovuta al fatto che il fluido per inerzia tenderebbe a seguire la direzione tangenziale del moto, ma a causa della pressione del fluido circostante continua il suo stato di moto circolare.

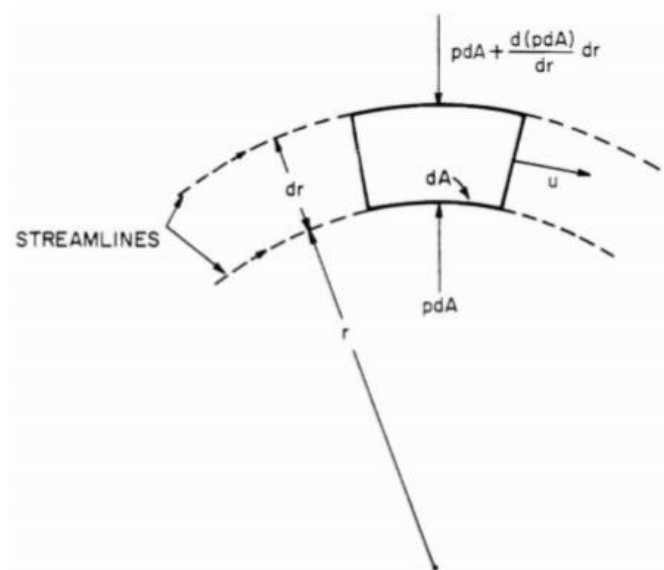


Figura 2.3 Fluido in una traiettoria curva.

Con riferimento alla figura 2.3, si scrive l'equilibrio alla traslazione lungo la direzione radiale dell'elemento infinitesimo di fluido, considerando il fluido incomprimibile e non viscoso:

$$-pdA + pdA + \frac{\partial(pdA)}{\partial r} dr - pdrdA \frac{u^2}{r} = 0 \quad (2.19)$$

Considerando trascurabile la variazione di area dell'elemento infinitesimo lungo la direzione radiale:  $\frac{\partial dA}{\partial r} = 0$ , e ricordando la definizione di differenziale si ottiene:

$$dp = \rho u^2 \frac{dr}{r} \quad (2.20)$$

Lungo ogni linea di flusso anche se curva vale il teorema di Bernoulli.

Per ipotesi si assuma che il flusso del fluido sia perfettamente circolare e che il valore costante  $p_0$  sia lo stesso per tutte le linee di flusso. Per cui il teorema di Bernoulli risulta scritto nella forma :

$$\rho u \frac{du}{dr} + \frac{dp}{dr} \quad (2.21)$$

Combinando le equazioni (2.20) e (2.21) si può scrivere:

$$\frac{du}{u} = - \frac{dr}{r} \quad (2.22)$$

Integrando l'equazione (2.22), come risulta si ottiene:

$$ur = C = const \quad (2.23)$$

Per cui la velocità tangenziale in un vortice assume un andamento iperbolico in funzione della distanza radiale dal centro del vortice:

$$u = \frac{C}{r} \quad (2.24)$$

Nella trattazione attuale è stata trascurata un'eventuale viscosità del fluido, la quale produce nella zona vicino al centro del vortice un fenomeno per cui il fluido ruota come un corpo rigido. Per cui in prossimità del centro la velocità tangenziale del fluido cresce linearmente. In seguito, passata una zona di transizione, man mano che ci si allontana decresce in maniera iperbolica, come si può osservare in figura 2.4.

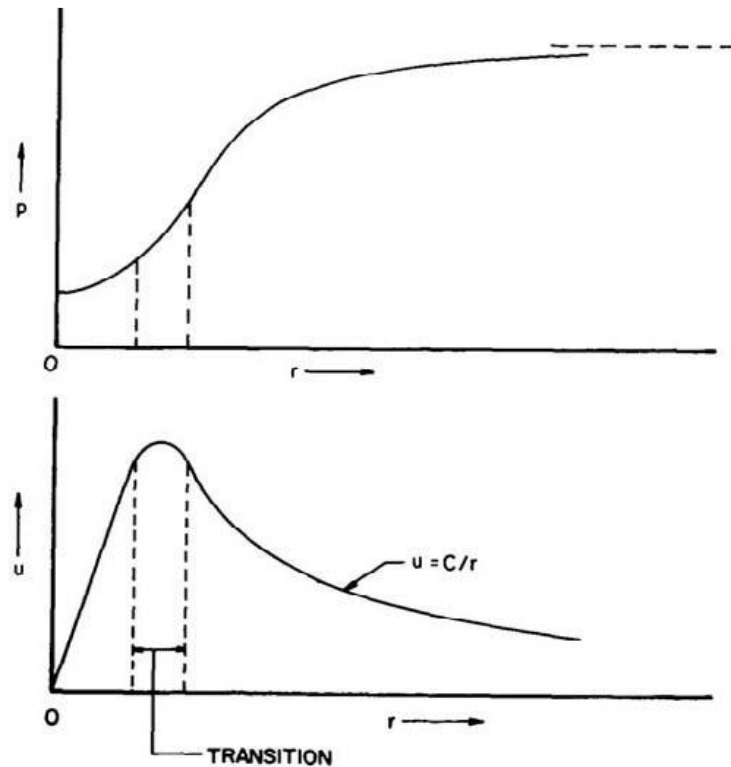


Figura 2.4 Distribuzione di velocità e pressione in fluido viscoso.

Il massimo valore della velocità tangenziale  $u$  viene raggiunto nella zona di transizione, e questo valore dipende dalla viscosità del fluido e dal momento angolare del vertice.

## 2.2 Effetti del numero di Reynolds

Considerando un fluido che passa radente a una superficie, si nota che il fluido aderisce alla superficie stessa. Questo fenomeno causa un rallentamento del fluido in uno strato vicino alla superficie denominato “strato limite”. Un tipico andamento della velocità in prossimità dello strato limite è illustrato nella figura 2.5.

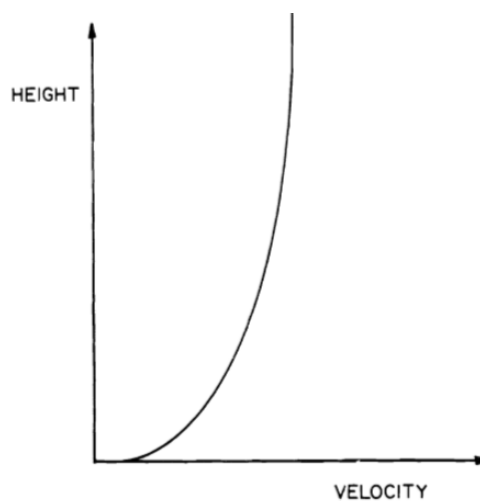


Figura 2.5 Andamento della velocità all'interno di uno strato limite.



Se il fluido investe un ostacolo, ad esempio lo spigolo vivo di un corpo ma anche una superficie cilindrica, si genera un gradiente avverso di pressione che provoca la separazione dello strato limite superficiale, portando quindi alla formazione di una scia di vortici a valle del corpo investito. La scia è costituita da vari strati tra i quali vi è uno scambio continuo, se lo scambio di energia avviene a livello macroscopico la scia è turbolenta, se avviene a livello microscopico è laminare

Come risulta dalle equazioni di Navier-Stokes, le principali forze che influenzano il moto di un fluido sono di tipo inerziale o viscoso. La relazione tra queste forze diventa un indice che descrive le caratteristiche del flusso o del fenomeno che ci si aspetta di osservare. Questo indice viene espresso da un parametro adimensionale  $Re$ , noto come numero di Reynolds, che è una misura del rapporto tra forze inerziali e viscosi.

Per esempio, consideriamo un volume di fluido che presenta una dimensione caratteristica  $L$ . Dal teorema di Bernoulli sappiamo che la pressione  $p-p_0$ , generata dal flusso del fluido alla velocità  $U$ , che è dell'ordine di  $\frac{1}{2}\rho U^2$ , genera delle forze inerziali sull'elementino di fluido dell'ordine di  $\rho U^2 L^2$ . Le sollecitazioni viscosi agenti sull'elementino di ordine  $\mu U/L$  a loro volta generano delle forze viscosi di ordine  $\mu UL^2/L$ . il rapporto tra forze inerziali e viscosi è dell'ordine di:

$$Re = \frac{\rho U^2 L^2}{\frac{\mu UL^2}{L}} = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{UL}{\nu} \quad (2.25)$$

dove  $\nu = \mu/\rho$  è detta viscosità cinematica.

Quando il numero di Reynolds è alto significa che predominano gli effetti inerziali, se è basso quelli viscosi. Il valore del numero di Reynolds è un valore molto locale, dato che varia a seconda di quale lunghezza di riferimento  $L$  del corpo investito si considera.

Il distacco dello strato limite avviene quando le particelle di fluido sono sufficientemente decelerate dalla forza viscosa e dal gradiente avverso di pressione in modo da causare un moto di inversione del fluido vicino alla superficie.

I flussi di interesse pratico presentano numero di Reynolds che varia nell'intervallo che va da vicino allo 0 fino a  $10^8$ ,  $10^9$ . Incrementi gradualmente del numero di Reynolds sopra un ostacolo producono generalmente un'ampia varietà di sequenze di vortici, per le quali il numero di Reynolds risulta essere un indice conveniente, come si può notare in figura 2.6.

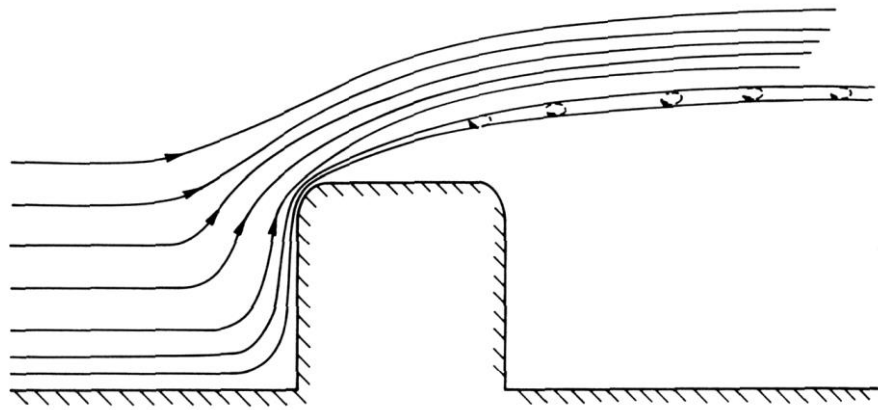


Figura 2.6 Separazione del flusso in corrispondenza dello spigolo di un ostacolo.

Il processo di separazione dello strato limite superficiale genera dei vortici che producono forti suzioni nel punto di separazione, e che defluiscono a valle del corpo formando la scia. La scia è una regione costituita da vari strati tra i quali vi è uno scambio di energia continuo. La separazione dello strato limite superficiale e la formazione della scia dipendono dalla geometria del corpo e dal numero di Reynolds.

Nella seguente discussione, il flusso è assunto come laminare e bidimensionale, cioè indipendente dalle coordinate normali al piano del foglio. Si consideri il flusso attorno allo spigolo vivo di un piatto piano come in figura 2.7.

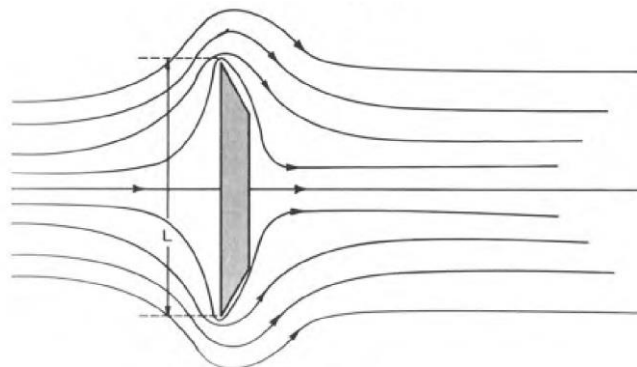


Figura 2.7 Vista del flusso che scorre intorno al piatto.

Per bassi numeri di Reynolds il flusso supera lo spigolo vivo e segue il contorno del piatto senza separarsi. Per numeri di Reynolds sufficientemente alti ( $Re \cong 10$ ), ottenuti incrementando gradualmente la velocità del flusso, quest'ultimo si separa in corrispondenza dello spigolo e crea due ampi vortici simmetrici dietro al piatto. In figura 2.8 è possibile osservare questo fenomeno.

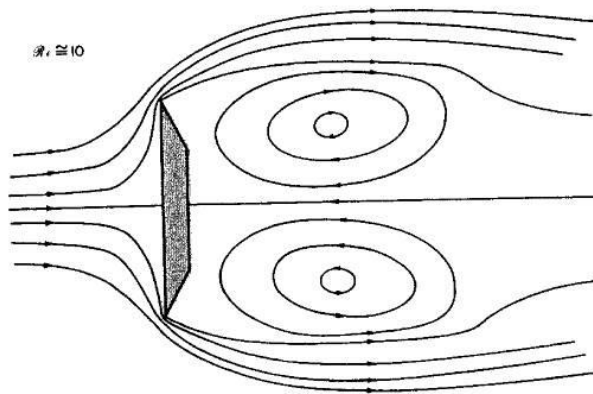


Figura 2.8 Vista dei vortici sul piatto  $Re \approx 10$ .

Infine, per  $Re \geq 1000$ , le forze fluide inerziali prevalgono pertanto non è possibile assistere alla formazione di grandi vortici, anzi la scia è composta da vortici di piccole dimensioni.

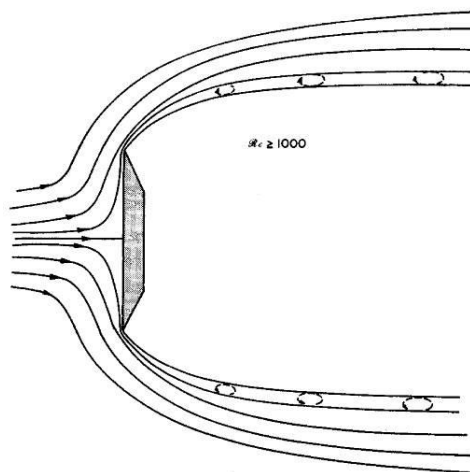


Figura 2.9 Flusso che investe il piatto a  $Re \geq 1000$ .

Queste figure mostrano i cambiamenti nel flusso al variare di  $Re$ , procedendo da un comportamento prettamente influenzato da effetti viscosi, ad uno influenzato da effetti inerziali.

Nel caso di un cilindro circolare, per valori bassi di  $Re$ , circa  $Re < 5$ , le linee di flusso seguono il contorno della sezione (flusso non separato). Nell'intervallo  $5 \leq Re \leq 40$ , il flusso si separa nella regione a valle del cilindro formando una coppia di vortici simmetrici stazionari. Se il numero di Reynolds viene incrementato ulteriormente,  $40 < Re \leq 150$ , la scia diviene instabile e i vortici si staccano alternativamente dalle regioni laterali del cilindro formando una scia di vortici di tipo laminare (regime laminare).

Nell'intervallo  $150 < Re \leq 300$  la scia comincia a diventare turbolenta anche se lo strato limite superficiale sul cilindro è ancora laminare. I numeri di Reynolds compresi tra  $300 < Re \leq 3 \cdot 10^5$  caratterizzano una scia completamente turbolenta (regime subcritico). Il regime critico si manifesta nell'intervallo  $3 \cdot 10^5 < Re \leq 3.5 \cdot 10^6$  ed è caratterizzato da una scia turbolenta e disorganizzata a tal punto che non è più distinguibile il distacco dei

vortici. Infine, per  $Re > 3.5 \cdot 10^6$  si ha il regime supercritico dove riappare nuovamente il distacco dei vortici all'interno di una scia turbolenta.

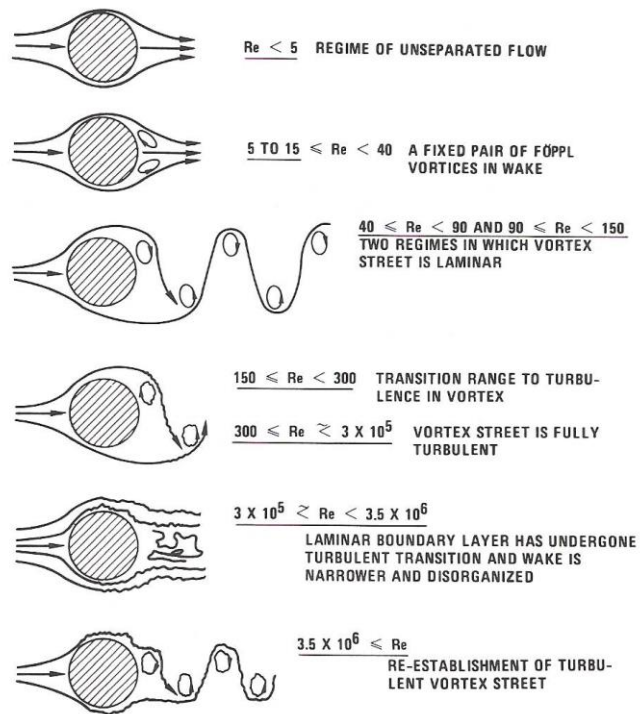


Figura 2.10 Flusso intorno al cilindro nelle varie situazioni.

Inoltre, analizzando il flusso intorno a cilindri quadrati e rettangolari, si può notare un diverso comportamento aerodinamico, ad alti numeri di Reynolds. La sezione quadrata induce una separazione seguita da una scia ampia a valle del corpo. La sezione rettangolare, più allungata, presenta una separazione in corrispondenza degli spigoli a monte del corpo, seguita da un riattacco del flusso lungo la sezione, e successivamente una nuova separazione a valle della sezione. La scia che ne consegue è più stretta.

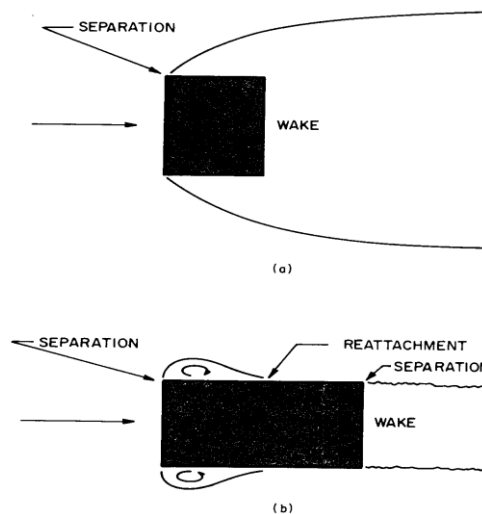


Figura 2.11 Flusso intorno a cilindri a sezione quadrata e rettangolare.

### 2.3 Valutazione del numero di Strouhal

Il numero di Strouhal ( $S$ ) è un numero adimensionale utilizzato nella fluidodinamica nel caso di un flusso stazionario ed è definito come:

$$f_s = \frac{SU}{L} \quad (2.26)$$

dove  $f_s$  è la frequenza del distacco di vortici in Hertz (cicli per secondo),  $U$  è la velocità del flusso libero e  $L$  è la lunghezza caratteristica del corpo (ad esempio il diametro idraulico).

Per i cilindri inclinati in direzione del flusso, Ramberg (1983) e King (1977) hanno scoperto che la frequenza di distacco varia come  $f_s(\theta) = f_s(\theta = 0)\cos\theta$ , dove  $\theta$  è l'angolo di inclinazione dell'asse del cilindro perpendicolare al flusso, per angoli fino a  $30^\circ$ .

Gli esperimenti mostrano che le oscillazioni nella forza di portanza (perpendicolare al flusso) avvengono alla frequenza di distacco, ma le oscillazioni della forza di resistenza (parallela al flusso) avvengono a frequenze che sono il doppio più grandi. Questa è una conseguenza della geometria della strada di vortice. Una strada di vortice è un modello ripetuto di vortici turbolenti causati dalla separazione instabile del flusso di un fluido intorno a corpi smussati.

Il numero di Strouhal di un cilindro a sezione circolare, stazionario immerso in un fluido subsonico è funzione del numero di Reynolds, della rugosità della superficie e della turbolenza del flusso libero come si può osservare in figura 2.12.

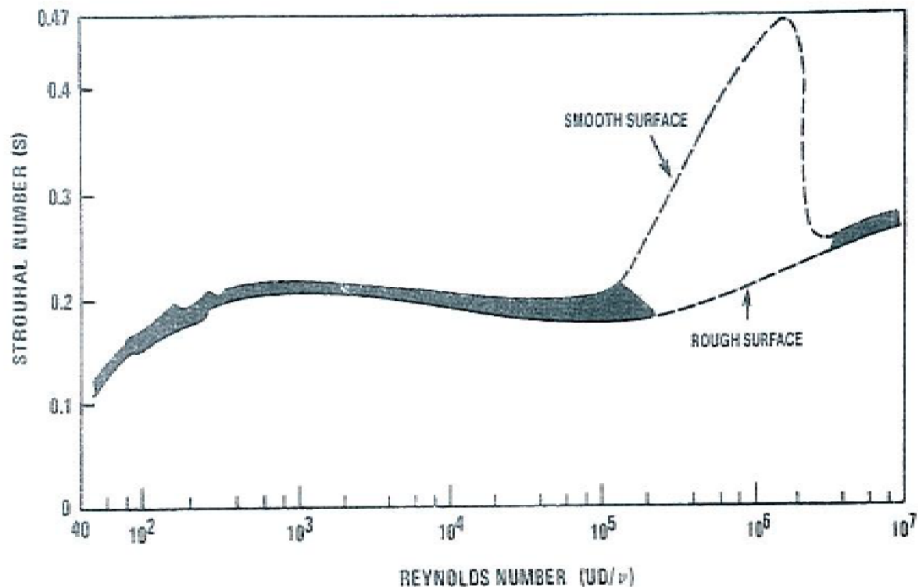


Figura 2.12 Cilindro a sezione circolare: numero di Strouhal - numero di Reynolds relazione.

Nel campo di transizione,  $2 \cdot 10^5 \leq Re \leq 2 \cdot 10^6$ , Achenbach e Heinecke (1981) hanno riscontrato che molti cilindri a superficie liscia hanno scie caotiche, disorganizzate, ad alta frequenza, caratterizzate da un numero di Strouhal di 0.5. I cilindri a superficie ruvida

(superfici ruvide hanno valori di  $\epsilon/D = 0.3$  o superiori, dove  $\epsilon$  è la rugosità superficiale caratteristica) hanno scie organizzate, periodiche con numero di Strouhal  $S = 0.25$ .

Nel regime di transizione del numero di Reynolds, la vibrazione indotta dai vortici sui cilindri avviene per  $S = 0.2$  piuttosto che a valori più elevati come mostrato in figura 2.12.

La turbolenza del flusso libero fino al 10% del flusso medio ha un effetto relativamente basso sulle oscillazioni del coefficiente di portanza o sulle vibrazioni indotte da vortici su un cilindro a sezione circolare.

## 2.4 Coefficienti aerodinamici

In accordo con il teorema di Bernoulli un corpo investito da un fluido a velocità costante  $U$  è soggetto a alla pressione dinamica  $\frac{1}{2}\rho U^2$  e a quella statica  $p$ . Facendo riferimento alla pressione  $p_0$ , cioè alla pressione del flusso indisturbato dalla presenza del corpo, si definisce il coefficiente di pressione  $C_p$ :

$$C_p = \frac{p-p_0}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (2.27)$$

Analogamente è possibile determinare il coefficiente di drag  $C_D$ , definito nella direzione del flusso, il coefficiente di lift  $C_L$ , definito nella direzione normale a quella del flusso, e il coefficiente di momento  $C_M$ :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 L} \quad (2.28)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 L} \quad (2.29)$$

$$C_M = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho U^2 L} \quad (2.30)$$

dove  $L$  è una dimensione caratteristica della sezione, mentre  $F_D$ ,  $F_L$  e  $M$  sono rispettivamente le forzanti di Drag e di Lift e il momento agente sulla sezione considerata di lunghezza unitaria. I coefficienti di pressione e di forza dipendono, in generale, dal numero di Reynolds. Prendendo in esame il caso di un cilindro circolare in figura 2.13, nella scia il coefficiente di pressione risulta essere costante al variare del numero di Reynolds.

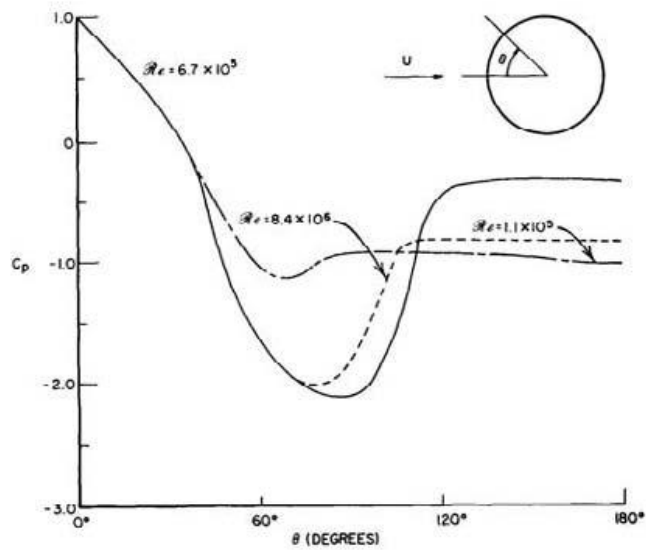


Figura 2.13 Evoluzione del coefficiente di drag di un cilindro circolare in funzione del numero di Reynolds.

Ciò è dovuto al fatto che la separazione dello strato limite superficiale è avvenuta nella parte anteriore del corpo stesso. Tuttavia, all'aumentare del numero di Reynolds il punto di separazione arretra, pertanto la scia si sposta verso la parte sopravvento della sezione e risulta essere più sottile. Ne consegue una minore suzione nelle regioni laterali. Integrando le pressioni locali nella direzione del flusso si ottiene la forzante di Drag e quindi il coefficiente di Drag. Un tipico andamento del coefficiente di drag  $C_D$  per un cilindro circolare è riportato in figura 2.14.

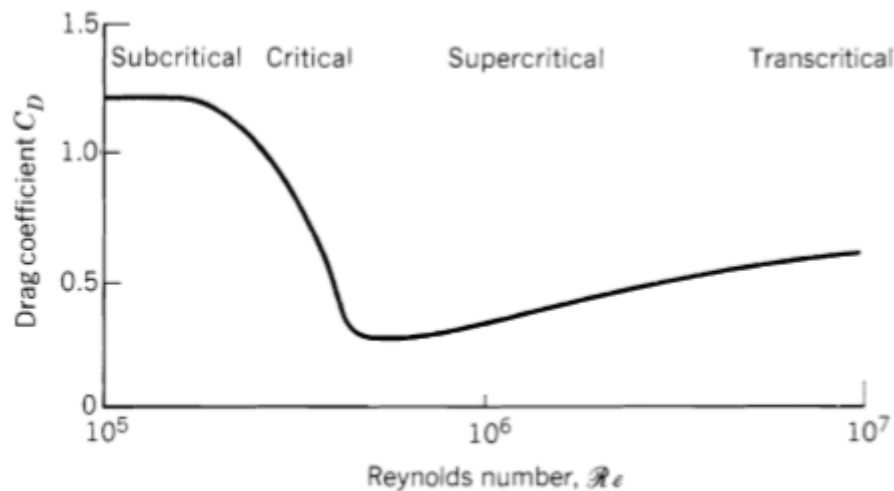


Figura 2.14 Influenza del numero di Reynolds sul coefficiente di pressione per un cilindro circolare.

Si può notare che nel regime critico ( $2 \cdot 10^5 \leq Re \leq 5 \cdot 10^5$ )  $C_D$  diminuisce drasticamente. Questa regione corrisponde alla transizione da flusso laminare a turbolento, durante il quale si riscontra un arretramento del punto di separazione e un conseguente

assottigliamento della scia. Nel regime supercritico e in quello transcritico, il coefficiente di Drag tende ad aumentare sebbene il suo valore sia comunque inferiore a quello raggiunto in regime subcritico. Inoltre, l'andamento di  $C_D$  al variare del numero di Reynolds dipende anche dalla rugosità superficiale.

In particolare come si nota chiaramente in figura 2.15 la rugosità superficiale anticipa la transizione tra un regime e l'altro. Sebbene, per una sezione circolare, il coefficiente di Drag vari al variare del numero di Reynolds, lo stesso non si può dire per un cilindro a sezione quadrata, per il quale  $C_D$  rimane quasi costante al variare di  $Re$ . Ciò è dovuto al fatto che la separazione è dettata dallo spigolo a monte della sezione, e non vi è possibilità di un riattacco del flusso lungo il corpo. Sempre da figura 2.15 è messo in evidenza come smussando gli spigoli del cilindro quadrato si ottenga una notevole dipendenza del coefficiente di Drag dal numero di Reynolds, a tal punto che si può addirittura notare una regione critica come accade nei cilindri circolari.

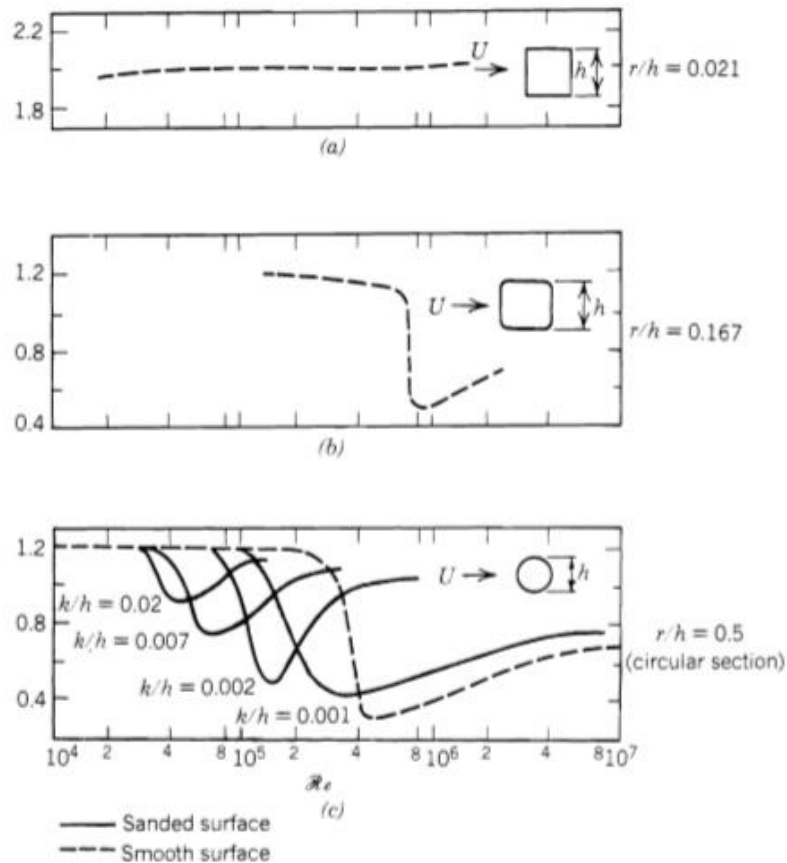


Figura 2.15 Influenza del numero di Reynolds, raggio di raccordo e scabrezza superficiale sul coefficiente di pressione di un cilindro circolare o quadrato.



### 3 Distacco di vortici

L'aeroelasticità è la disciplina che si occupa dello studio dei fenomeni derivanti dall'interazione reciproca tra vento e strutture solide elastiche. Tali fenomeni sono detti aeroelastici, essi sono causati da spostamenti o velocità strutturali tanto elevati da modificare il flusso incidente, le azioni aerodinamiche e la risposta che il vento provocherebbe sul corpo fisso. Le strutture leggere, flessibili e con piccolo smorzamento, quali ad esempio le antenne, le ciminiere, i pali d'illuminazione e le torri faro, sono soggette a queste tipo di azioni.

Nell'ingegneria del vento i fenomeni aeroelastici sono classificati in cinque tipologie:

- Distacco di vortici e lock-in;
- Oscillazioni dovute al Galoppo;
- Forze di Buffeting;
- Divergenza Torsionale;
- Instabilità per Fluttering.

Nella trattazione seguente verrà analizzato nel dettaglio il fenomeno del distacco di vortici.

#### 3.1 Distacco di vortici e lock-in

Per riuscire a descrivere in maniera completa il fenomeno del distacco di vortici occorre riprendere quanto detto nel capitolo precedente riguardo gli effetti della presenza di un corpo all'interno di una corrente fluida. Al fine di descrivere questo fenomeno, si consideri un elemento snello, quindi tendenzialmente bidimensionale, e si prenda in esame la scia di vortici che si forma a partire dal punto di separazione del flusso. Un qualsiasi corpo tozzo investito da un fluido sviluppa nelle vicinanze della propria superficie uno strato limite caratterizzato da forti gradienti di velocità e pressione. L'interazione vento-struttura porta a una redistribuzione delle pressioni intorno al corpo, con conseguente separazione dello strato limite in corrispondenza di un punto caratterizzato da gradiente di velocità nullo (punto di separazione). La scia vorticoso che verrà a crearsi sarà caratterizzata da un distacco alternato di vortici che causa una forza trasversale alla direzione del flusso. Tale forza è, in prima approssimazione, schematizzabile mediante la legge armonica:

$$F_{sn} = A_s \sin(2\pi f_s t) \quad (3.1)$$

dove  $A_s$  è l'ampiezza e  $f_s$  è la frequenza dominante del distacco di vortici fornita dalla legge:

$$f_s = \frac{SU}{L} \quad (3.2)$$

Nella quale  $S$  è un parametro adimensionale, detto numero di Strouhal, principalmente funzione della forma della sezione e del numero di Reynolds,  $U$  è la velocità media del fluido,  $L$  è una grandezza caratteristica della sezione del corpo. Il problema principale di questo tipo di modello riguarda la determinazione dell'ampiezza  $A_s$ , che risulta essere

strettamente correlata alla geometria del corpo e alle sue proprietà di smorzamento. Incrementando la velocità del flusso si incrementa la frequenza di distacco dei vortici. Quando tale frequenza si avvicina alla frequenza di oscillazione naturale della struttura  $f_n$  il corpo inizia a oscillare con ampiezze significative. E' quindi possibile definire, attraverso la relazione di Strouhal, una velocità critica  $U_{cr}$ , in corrispondenza dalla quale si distaccano vortici ad una frequenza pari a quella propria del corpo:

$$U_{cr} = \frac{f_n L}{S} \quad (3.3)$$

questo fenomeno noto come risonanza meccanica causa un'amplificazione della risposta in funzione dello smorzamento della struttura.

Quanto sopra richiede una serie di considerazioni.

La prima considerazione riguarda il fatto che il modello armonico della forza trasversale risulta ragionevole solo nel caso di flusso laminare. L'aumento della turbolenza provoca un aumento della risposta longitudinale, mentre attenua quella trasversale dovuta al distacco di vortici.

La seconda considerazione riguarda il profilo della velocità media del vento che cresce in funzione dell'altezza. Le strutture a sviluppo verticale presentano valori della velocità media del vento differenti lungo il proprio asse verticale. Si pone quindi il problema di quale posizione della velocità critica causi la massima risposta trasversale. In questo caso giungono in aiuto l'esperienza e la teoria che dimostrano come ciò accada in prossimità delle posizioni dove è massima l'ampiezza del modo risonante di vibrazione.

La terza osservazione è che il legame tra la frequenza del distacco di vortici  $f_s$  e la velocità media del vento  $U$  è lineare. Tale legge è violata a partire da  $U_{cr}$ , all'interno di un intervallo di velocità, detto dominio di autocontrollo o di sincronizzazione o di lock-in.

Le ampiezze di oscillazione così come l'ampiezza del dominio di lock-in sono fortemente influenzate dalle caratteristiche strutturali del corpo, quali la massa, il volume e lo smorzamento strutturale; in Letteratura si utilizza spesso il numero di Scruton.

Esso è un parametro adimensionale definito come:

$$S_{cr} = \frac{4\pi\xi_s m}{\rho D^2} \quad (3.4)$$

dove  $m$  è la massa del corpo per unità di lunghezza, assunta uniforme per semplicità,  $\xi_s$  è lo smorzamento strutturale, da intendersi come rapporto tra lo smorzamento e lo smorzamento critico,  $\rho$  è la densità del fluido,  $D$  è la lunghezza caratteristica.

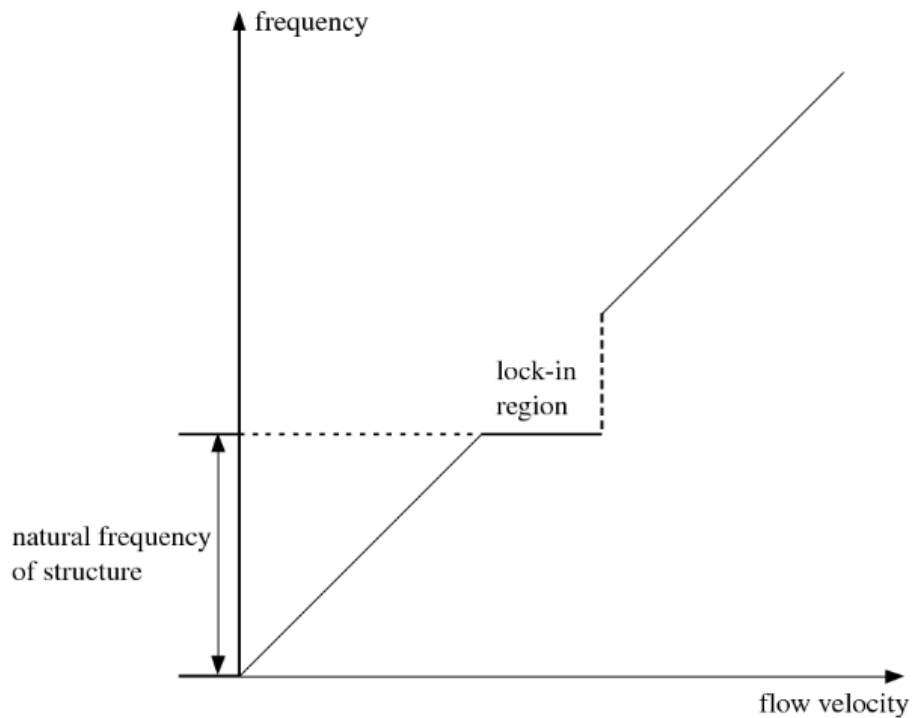


Figura 3.1 Evoluzione della frequenza del distacco di vortici sopra strutture elastiche.

Se il numero di Scruton assume un valore elevato, quindi il valore del prodotto tra massa e smorzamento è grande, il corpo compie movimenti trascurabili e la situazione è quella classica di oscillazioni forzate. Se risulta piccolo, il fenomeno che si verifica è completamente diverso. La struttura subisce spostamenti non più trascurabili, i quali tendono a modificare il processo di formazione dei vortici, ovvero la forza stessa. Tale fenomeno non risulta essere lineare, come confermato da campagne sperimentali, esso fa sì che la frequenza passi da quella valutata tramite la relazione di Strouhal (3.2) a quella naturale. In poche parole è la struttura stessa che governa il distacco di vortici.

Come è possibile notare in figura 3.1 un ulteriore incremento della velocità critica non comporta alcuna variazione di frequenza, che rimane stabile al valore  $f_n$  (tratto orizzontale). Al termine di esso la frequenza di distacco tende ad aumentare bruscamente, per poi tornare a seguire la relazione di Strouhal. Il fenomeno di sincronizzazione risulta non essere limitato ad una sola velocità, ma si estende su un intervallo di velocità intorno a quella critica  $U_{cr}$ .

Tuttavia vi sono una serie di aspetti di natura sperimentale da cui non si può prescindere. Il primo riguarda la frequenza di oscillazione durante il lock-in, che è stato dimostrato non essere perfettamente uguale a quella naturale del corpo; ciò è dovuto all'aggiunta di massa derivante dal flusso. Il secondo ha a che vedere con la nascita di fenomeni di lock-in anche a frequenze che sono multiple o sotto multiple di quella naturale. Infine, si deve tenere conto del fatto che per numeri di Scruton intermedi, il comportamento è intermedio tra quello delle oscillazioni forzate e della sincronizzazione.

### 3.2 Modello analitico della risposta indotta dal distacco di vortici

Prendiamo in considerazione un cilindro a sezione circolare e supponiamo che esso sia vincolato non solo in direzione del vento, ma anche in direzione trasversale. In questo caso, in prima approssimazione, la forza che agisce in direzione trasversale al vento (forza di lift) sul cilindro presenta un andamento sinusoidale simile a quello dell'equazione (3.1). Prima di procedere con la trattazione devono essere fatte due considerazioni importanti. La prima riguarda il fatto che la forza aumenta al crescere dell'ampiezza di oscillazione, fino al raggiungimento di un valore limite. La seconda è che la correlazione della forzante di lift è anch'essa crescente lungo il corpo. Questo fenomeno può essere spiegato in maniera semplificata considerando un corpo monodimensionale, come un camino. Osservando il valore della forzante lungo il suo asse, si può dimostrare che il legame che esiste tra due punti distanti  $r$  allo stesso tempo  $t$  non è casuale, ma sarà definito da un parametro di natura probabilistica la correlazione. Se la correlazione è elevata al variare di uno anche l'altro varia, se, invece, è bassa i due punti risultano indipendenti. Il fatto che la correlazione aumenti all'aumentare dell'oscillazione significa che sarà maggiore la tendenza dei vortici a staccarsi insieme; ciò comporta un aumento della forza perché i contributi dei singoli punti tendono ad essere concordi.

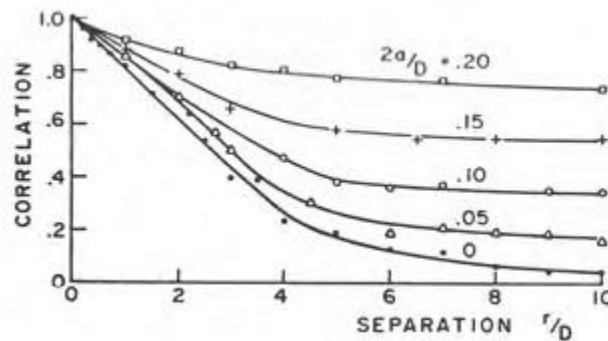


Figura 3.2 Correlazione della forzante al crescere della risposta.

In figura 3.2 con  $\alpha$  si indica l'ampiezza di oscillazione, con  $r$  la distanza tra due punti successivi lungo l'asse del corpo e con  $D$  il diametro della struttura. Possiamo dunque concludere che le zone del corpo caratterizzate da oscillazioni maggiori siano quelle che presentano un valore elevato della correlazione della forzante di lift.

L'equazione del moto del cilindro può essere scritta come:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F(y, \dot{y}, \ddot{y}, t) \quad (3.5)$$

dove  $m$  è la massa del cilindro,  $c$  è la costante di smorzamento meccanico,  $k$  è la rigidità delle molle,  $F$  è la forza indotta dal fluido, la quale può essere scritta in funzione dello spostamento  $y$  e delle sue derivate temporali  $\dot{y}$ ,  $\ddot{y}$  oltretutto del tempo stesso. La coordinata  $y$  indica lo spostamento del cilindro in direzione trasversale al vento, per il quale l'effetto dell'imperfetta forza di lift non è preso in considerazione.

E' stato compiuto un grande sforzo nel trovare con mezzi empirici una relazione ottimale per  $F$ , la quale rappresenti ciò che si è osservato sperimentalmente.

Tra i modelli analitici sperimentali ne esiste un certo numero che riconosce la risposta quasi sinusoidale del cilindro ad ognuna delle due frequenze prominenti, la frequenza di Strouhal e quella naturale della struttura. La risposta in ognuno di questi due casi dà luogo simultaneamente ad un'oscillazione di battimento quando la velocità del flusso trasversale non è precisamente al valore di sincronizzazione (lock-in).

La figura 3.3 mostra alcuni risultati sperimentali relativi alla risposta di deflessione di un cilindro con supporto elastico prima, dopo e durante il lock-in; con i corrispondenti spettri, dove  $f_s$  e  $f_n$  sono, rispettivamente, la frequenza di Strouhal e la frequenza naturale.

Si noti come nel primo caso (a) si verifichi una risposta trasversale di tipo casuale, tipica di forzanti aleatorie. Nel secondo (b) si osservi un andamento pressoché costante a regime, tipico della sincronizzazione. Infine nel terzo (c) si noti come l'uscita dal regime di lock-in non sia graduale ma bensì brusca, e definisca una condizione di oscillazione differente dalla precedente.

Un aspetto particolare del fenomeno stesso che è che la scia del corpo tozzo, composta da una sequenza di vortici emessi alternativamente, mostra le caratteristiche di un "oscillatore" separato, accoppiato in modo molto complesso all'iniziale corpo meccanico.

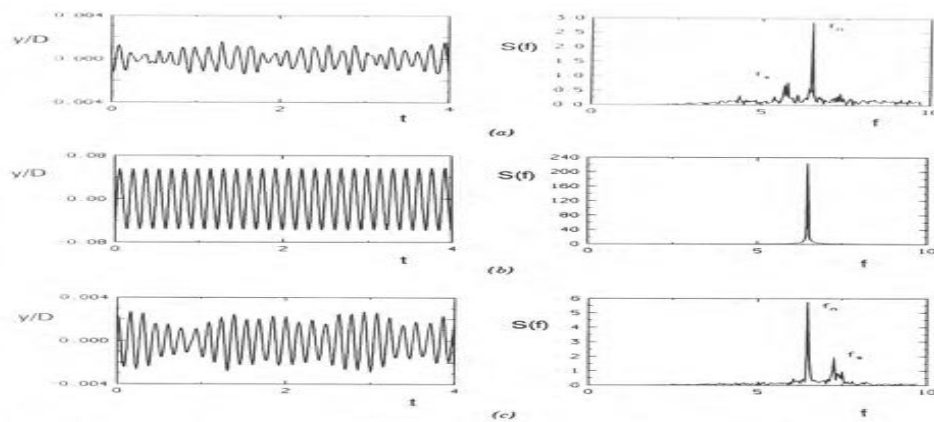


Figura 3.3 Oscillazioni dovute al flusso trasversale  $y/D$  di un cilindro circolare con supporto elastico: (a) prima del lock-in, (b) durante, (c) dopo.

Un'altro aspetto da segnalare è che le oscillazioni non procedono mai verso ampiezze divergenti, ma tendono a scomparire una volta abbandonata la velocità critica. Questa particolarità consente di mitigare gli effetti del distacco di vortici nel caso di vibrazioni eccessive.

In Letteratura un modello molto limitato ma spesso utilizzato per i sistemi a un grado di libertà è descritto dalla seguente equazione:

$$m[\ddot{y} + 2\xi\omega_1\dot{y} + \omega_1^2y] = \frac{1}{2}\rho U^2 D \left[ Y_1(K) \left( 1 - \epsilon \frac{y^2}{D^2} \right) \frac{\dot{y}}{D} + Y_2(K) \frac{y}{D} + C_L(K) \sin(\omega t + \phi) \right] \quad (3.6)$$

dove  $D$  è la dimensione caratteristica della struttura,  $\xi$  è lo smorzamento meccanico (adimensionale),  $K = \frac{D\omega}{U}$  e  $\omega$  soddisfa la relazione di Strouhal:

$$\frac{\omega D}{U} = 2\pi S t \quad (3.7)$$

In questo modello che esibisce aspetti dell'oscillatore Van der Pole,  $Y_1$ ,  $Y_2$ ,  $\epsilon$  e  $C_L$  sono parametri, funzioni di  $K$ , che devono essere determinati mediante prove in galleria del vento sotto determinate condizioni.

L'aspetto non lineare è in accordo con caratteristiche simili osservate nell'oscillazione indotta dal distacco di vortici. Il fluido in questo caso comporta smorzamento negativo a basse ampiezze e un comportamento contrario ad ampiezze elevate.

Nel punto di lock-in  $\omega \cong \omega_1$ ,  $Y_2 \cong 0$ ,  $C_L \cong 0$  osservo che gli ultimi due termini sono più piccoli se comparati con quelli che riflettono l'effetto dello smorzamento aerodinamico.

I termini  $Y_1$  e  $\epsilon$  vengono determinati da osservazioni sperimentali.

Ad ampiezza costante la dissipazione media di energia per ciclo è 0, quindi:

$$\int_0^T \left[ 4m\xi\omega - \rho U D Y_1 \left( 1 - \epsilon \frac{y^2}{D^2} \right) \right] \dot{y}^2 dt = 0 \quad (3.8)$$

dove  $\omega T = 2\pi$ . Assumendo che  $y$  abbia un andamento sinusoidale:

$$y = y_0 \cos \omega t \quad (3.9)$$

ciò porta a:

$$\int_0^T \dot{y}^2 dt = \omega y_0^2 \pi \quad (3.10)$$

$$\int_0^T y \dot{y}^2 dt = \omega y_0^4 \frac{\pi}{4} \quad (3.11)$$

La risoluzione dell'equazione (3.8) conduce al seguente risultato:

$$\frac{y_0}{D} = 2 \left[ \frac{Y_1 - 8\pi S_{cr} S}{\epsilon Y_1} \right]^{1/2} \quad (3.12)$$

dove  $S$  è il numero di Strouhal e  $S_{cr}$  è il numero di Scruton.

Il test che verrà descritto permette di determinare un modello per la valutazione di  $Y_1$  e  $\epsilon$ .

Se, alla velocità di lock-in, il modello viene spostato a un ampiezza iniziale più elevata ( $y = A_0$ ), esso avrà una risposta decrescente figura 3.4, fino a quando quest'ultima non si stabilizzerà intorno al valore  $y$  dato dall'equazione (3.12). Si può mostrare come questa devoluzione dell'ampiezza sia descritta dalla seguente formula:

$$\frac{y(t)}{D} = \frac{y_0/D}{\left[ 1 - \left( \frac{A_0^2 - y_0^2}{A_0^2} \right) \exp(-\alpha y_0 U t / 4 D^3) \right]^{1/2}} \quad (3.13)$$

nella quale:

$$\alpha = \frac{\rho D^2 Y_1}{2m} \epsilon \quad (3.14)$$

Il valore di  $\alpha$  è determinato dal test come segue: definendo  $R_n=A_D/A_n$ , dove  $A_n$  è il valore di  $y$  a  $n$  cicli dopo il rilascio,  $\alpha$  deve essere valutata come:

$$\alpha = \frac{4SD^2}{ny_0^2} \ln \left| \frac{A_0^2 - R_n^2 y_0^2}{A_0^2 - y_0^2} \right| \quad (3.15)$$

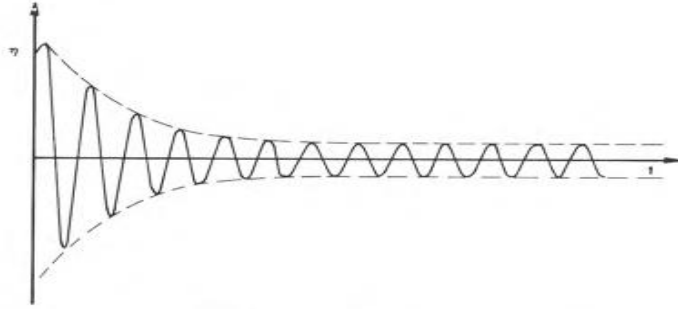


Figura 3.4 Risposta decrescente modello stabilizzatosi intorno a un certo valore  $y$ .

$Y_1$  e  $\epsilon$  sono dati dalle seguenti espressioni:

$$Y_1 = \frac{m}{2\rho D^2} \left[ \alpha \frac{y_0^2}{D^2} + 16S\xi\pi \right] \quad (3.16)$$

$$\epsilon = \frac{2m\alpha}{\rho D^2 Y_1} \quad (3.17)$$

Creando un modello analitico di questo tipo per un cilindro circolare verrà ottenuto il valore massimo figura 3.5. La figura si è ottenuta dalla formula di Griffin, Skope e Ramberg per il cilindro circolare, che presenta la seguente espressione:

$$\frac{y_0}{D} = \frac{1.29}{[1+0.43(8\pi^2 S^2 S_{cr})]^{3.35}} \quad (3.18)$$

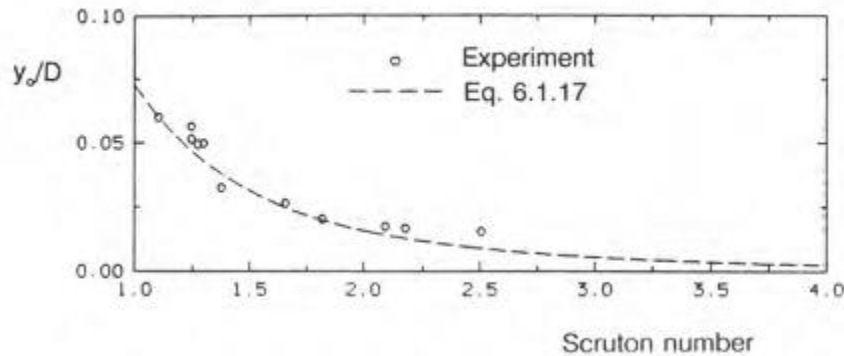


Figura 3.5 Ampiezza in funzione del numero di Scruton.

## 4 Galleria del Vento

Una galleria del vento è un'apparecchiatura che viene utilizzata in laboratorio per studiare l'andamento di un flusso di un fluido (tipicamente aria) attorno ad un corpo, simulandone l'interazione con buona approssimazione alla realtà.

Le misure che si effettuano sono tipicamente misure di velocità globali e locali, misure di pressione, di temperatura e forze esercitate dal fluido sul corpo. In galleria del vento vengono effettuate anche le cosiddette visualizzazioni di campi di pressione, temperatura e di forza che si stabiliscono sulla superficie del corpo oppure del campo di velocità del flusso.

La possibilità di effettuare prove in galleria del vento si basa sul cosiddetto principio di reciprocità galileiana, il quale afferma che dal punto di vista del valore delle grandezze fisiche che vengono misurate e dell'andamento dei flussi sul corpo, è indifferente muovere un corpo in un fluido fermo o muovere il fluido attorno ad un corpo fermo.

Il secondo principio, fondamentale per comprendere il funzionamento della galleria del vento è quello della similitudine dinamica, che afferma che i fenomeni che si manifestano su un corpo di determinate dimensioni sono uguali a quelle che compaiono su un altro corpo di misura maggiore e minore (scala).

Generalmente si considerano costanti le seguenti grandezze adimensionali:

- Numero di Reynolds:  $Re = \frac{\rho VL}{\mu}$
- Numero di Mach:  $Ma = \frac{V}{\sqrt{kRT}}$
- Numero di Froude:  $Fr = \frac{V}{\sqrt{gL}}$

Dove  $\rho$  è la densità del fluido (aria),  $V$  è la sua velocità,  $L$  lo spazio percorso (in un ala può essere considerata la corda alare),  $\mu$  la viscosità e  $g$  l'accelerazione di gravità.

La similitudine completa è generalmente irraggiungibile dunque solitamente è sufficiente rispettare una similitudine parziale a seconda del campo di impiego sperimentale. Il numero di Reynolds viene applicato per fluidi viscosi e incompressibili, quindi in campi nettamente subsonici; il numero di Mach trova applicazione per campi di velocità transonici, supersonici e ipersonici dove la comprimibilità del fluido non risulta più trascurabile; il numero di Froude riguarda lo studio di fluidi pesanti e viene applicato in idrodinamica

Una prima classificazione delle gallerie del vento è quella secondo il loro campo di velocità:

- Subsoniche ( $Ma < 0.8$ )
- Transoniche ( $0.8 < Ma < 1.2$ )
- Supersoniche ( $1.2 < Ma < 5$ )
- Ipersoniche ( $Ma > 5$ )



Per lo studio di strutture civili vengono usate prevalentemente gallerie del vento subsoniche, visto che il vento difficilmente supera la velocità del suono. Le gallerie subsoniche sono quelle in cui le velocità della corrente sono inferiori o molto inferiori a 0,75 Mach, soglia del campo transonico; gli effetti della comprimibilità del gas sono trascurabili ed è considerato valido il principio di continuità di Bernoulli.

Una galleria del vento classica è costituita dai seguenti componenti:

- **Convergente.** In esso l'aria accelera riducendo contemporaneamente il livello di turbolenza e lo spessore dello strato limite sulle pareti; il rapporto di contrazione massimo della sezione arriva a 6 grazie al gradiente di pressione negativo che evita la separazione dello strato limite.
- **Camera di prova.** In essa l'aria ha velocità massima e all'interno viene testato il modello effettuando le misurazioni; è importante conoscere parametri come il numero di Reynolds, il livello di turbolenza, la temperatura e l'umidità che possono caratterizzare la prova. Il modello deve inoltre avere una sezione frontale molto piccola rispetto alla sezione della condotta in modo da ridurre gli effetti di "bloccaggio" e di interferenza di parete.
- **Diffusore.** In esso l'aria viene decelerata, sia per motivi di riduzione di potenza sia per il ricongiungimento al convergente nei circuiti chiusi. Il gradiente positivo di pressione è sfavorevole per quanto riguarda lo strato limite, e non si superano mai angoli di divergenza dei 2° o 3°.
- **Ventilatore - motore.** Il motore è di tipo elettrico e può essere esterno o coassiale al ventilatore, composto da uno o una serie di eliche coassiali oppure affiancate, il cui compito è di trasferire l'energia cinetica fornita dal motore al fluido sotto forma di energia di pressione.
- **Altri elementi.** Curve sagomate (per circuiti chiusi), pannelli a nido d'ape (nel convergente per direzionare il flusso), reti antiturbolenza.

Esistono quattro tipi fondamentali di gallerie subsoniche:

- Galleria di tipo Eiffel (circuitto aperto e camera di prova aperta)
- Galleria di tipo NPL (National Physical Laboratory) (circuitto aperto e camera di prova chiusa)
- Galleria di tipo Prandtl o Göttingen (circuitto chiuso e camera di prova aperta)
- Galleria subsonica moderna (circuitto chiuso e camera di chiusa)

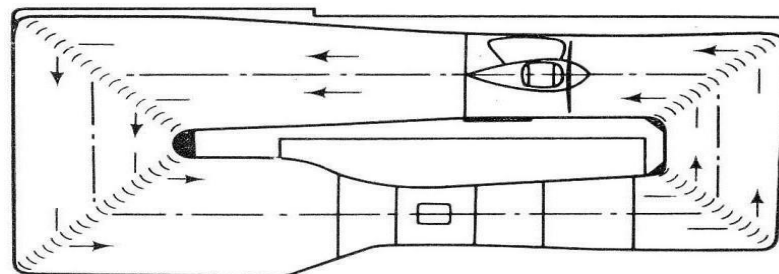


Figura 4.1 Galleria subsonica moderna.

Nelle gallerie a circuito aperto l'aria viene prelevata direttamente dall'esterno. Questa configurazione è la meno costosa ma viene utilizzata solo per gallerie di piccole dimensioni destinate alla ricerca di base o alla didattica, poiché la qualità della corrente è

fortemente influenzata dalla turbolenza atmosferica e dalla presenza di ostacoli fissi o mobili, che ne limitano il recupero di energia cinetica. Le gallerie a circuito chiuso garantiscono una qualità della corrente superiore, ma sono più ingombranti, più costose e più difficili da realizzare perché è necessario:

- Un circuito di ritorno con diametro molto grande rispetto alla camera di prova per ridurre la velocità e le perdite;
- Sagomare le deviazioni a  $90^\circ$  per ridurre le zone vorticose;
- Utilizzare uno scambiatore di calore per mantenere a temperatura costante il getto;
- Installare reti o pannelli a nido d'ape a monte della camera di prova per ridurre la turbolenza generata dal ventilatore.

Nel seguente paragrafo verrà descritta la galleria del vento dell'Università di Genova utilizzata per effettuare le prove.

#### 4.1 La Galleria del Vento DICCA

La Galleria del Vento della Scuola Politecnica dell'Università di Genova, situata presso il laboratorio del DICCA, è un impianto a circuito chiuso realizzato in carpenteria metallica, il cui ingombro in pianta è di  $8 \times 21 \text{ m}^2$ . La galleria è del tipo a circuito chiuso, che presenta il vantaggio di migliorare la qualità del flusso e di operare con una camera di prova a pressione ambiente. La galleria presenta alcuni aspetti innovativi per quanto concerne lo schema generale e i parametri dimensionali e prestazionali. La Tabella 4.1 e la Tabella 4.2 riportano sinteticamente le dimensioni principali e le prestazioni dell'impianto.

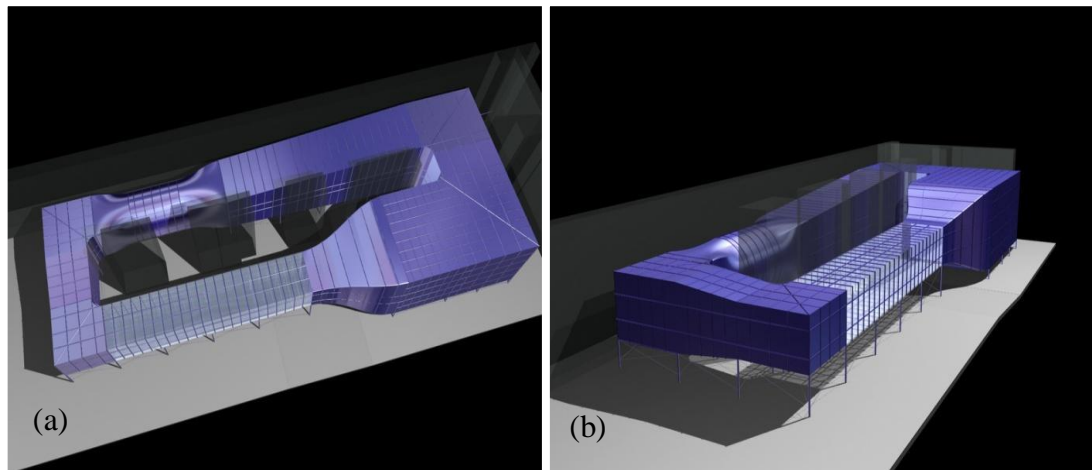


Figura 4.2 Schema dell'impianto; vista dall'alto (a) e vista laterale (b).

Tabella 4.1 Dimensioni principali dell'impianto.

<b>Dimensioni caratteristiche</b>	
Larghezza di ingombro complessivo [ m ]	8
Lunghezza di ingombro complessivo [ m ]	21
Altezza di ingombro complessivo [ m ]	3.5
Lunghezza camera di prova [ m ]	8.8
Larghezza camera di prova [ m ]	1.7
Altezza camera di prova [ m ]	1.35

Tabella 4.2 Prestazioni dell'impianto.

<b>Prestazioni</b>	
Velocità di progetto camera di prova [ m/s ]	30
Velocità massima camera di prova [ m/s ]	40
Potenza necessaria a 40 m/s [ kW ]	100
Potenza installata [ kW ]	132
Perdita di potenza dell'impianto ( Powerfactor )	0.774

La camera di prova è lunga 8.8 m e la sua sezione trasversale è di 1.7 x 1.35 m<sup>2</sup>. Al suo interno si collocano due distinte sezioni di misure. Una prima sezione, situata nella zona d'imbocco della camera a 1.5 m a valle del convergente, è utilizzata soprattutto per prove aerodinamiche e aeroelastiche su modelli sezionali di elementi e porzioni strutturali ed è dotata di bassi indici di turbolenza modificabili mediante apposite griglie. In questa zona sono state effettuate le misure sulla parte sezionale del palo. La seconda sezione, sita nella parte terminale della camera, è rivolta a misure in condizioni di flusso tali da riprodurre le proprietà dello strato limite atmosferico.

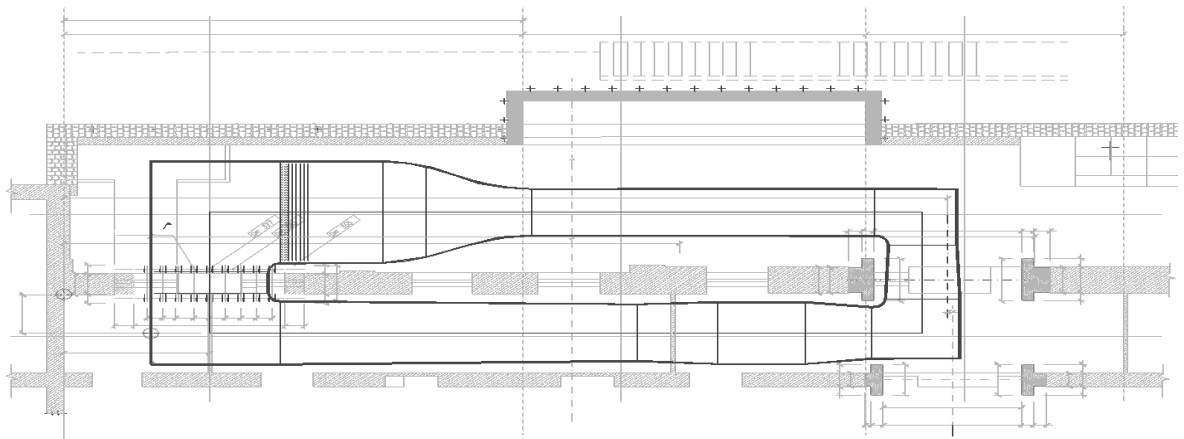


Figura 4.3 Planimetria dell'impianto e sua collocazione all'interno del laboratorio.

Lo sviluppo dello strato limite è favorito dalla lunghezza della camera, essa è posta in comunicazione con l'esterno mediante un setto poroso avente la funzione di equalizzare la pressione statica. Il riequilibrio della pressione statica è inoltre favorito dalla presenza di una fessura longitudinale, anch'essa porosa, lungo tutto il soffitto della camera di prova.

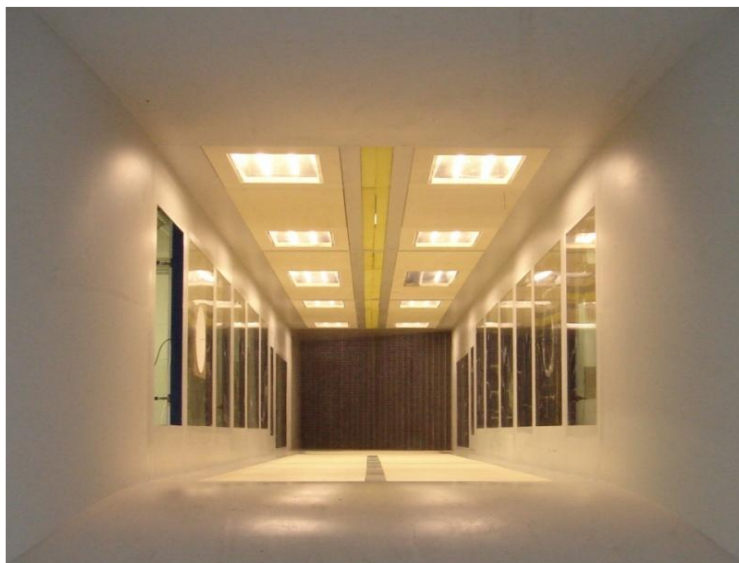


Figura 4.4 Camera di prova vista dall'interno.

## 4.2 Gruppo Motore

Il gruppo motore è costituito da ventilatore, motore e raddrizzatore di flusso (statore) che sono collocati su un basamento in acciaio mediante *silent-blocks*; il basamento è ancorato mediante tirafondi a una fondazione rigida in calcestruzzo armato, isolata dal resto della pavimentazione.



Figura 4.5 Vista del basamento su fondazione rigida.

Il ventilatore ha una girante di 2.2 m ed è alimentato da un motore asincrono da 132 kW collocato in posizione anteriore e protetto da un'ogiva. La potenza installata permette di raggiungere in camera di prova una velocità superiore a 40 m/s con un rendimento complessivo del ventilatore pari a 0.7. Esso è comandato da un convertitore di frequenza che permette di regolare con continuità la velocità in camera di prova con precisione pari a  $\pm 0.1$  m/s; il suo raffreddamento è ad aria, ed è affidato a un ventilatore centrifugo ausiliario collocato all'esterno della galleria.

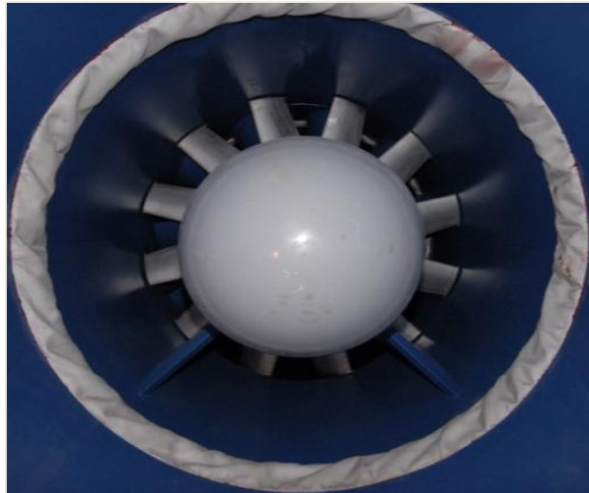


Figura 4.6 Vista del ventilatore.

### 4.3 Strumentazione

Di seguito vengono riportate le caratteristiche delle strumentazioni utilizzate in galleria per svolgere le misure.

#### 4.3.1 Tubo di Pitot- statico

La velocità di riferimento del flusso all'interno della galleria è rilevata mediante un *tubo di Pitot-statico* posto a circa 20 cm dal tetto della camera di prova, e posizionato a monte della sezione impegnata dal modello in una regione indisturbata dalla presenza dello stesso. La pressione cinetica è ottenuta come differenza tra la pressione totale e la pressione statica, ed è misurata attraverso un manometro differenziale con range 0-5 in WC. Il segnale elettrico è filtrato, digitalizzato e salvato alla frequenza di 100 Hz.

Il valore della densità dell'aria utilizzato per convertire la misura di pressione cinetica nel corrispondente valore di velocità è valutata sulla base della temperatura dell'aria misurata in camera di prova.

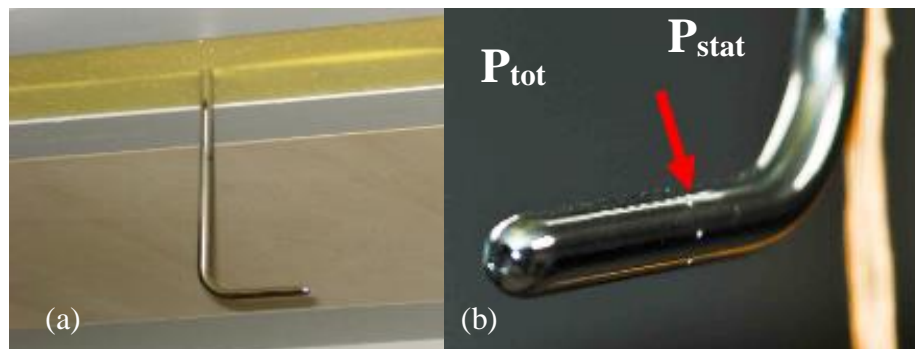


Figura 4.7 Tubo di Pitot posizionato in galleria del vento (a) e dettaglio con indicazione della misura della pressione totale e statica.

Il tubo di Pitot ha la forma di una L, come si può osservare nella figura 4.7, la cui parte più lunga è detta gambo ed è disposta perpendicolarmente al flusso. La parte parallela al flusso è detta testa, in corrispondenza della punta della testa si trova il foro per la misura della pressione totale; le prese laterali, collocate radialmente circa a metà della lunghezza della testa, servono per la rilevazione della pressione statica.

### 4.3.2 Sonde multiforo

La Galleria del Vento DICCA dispone di 2 sonde multiforo *TFI* a 4 fori di tipo “cobra” in grado di misurare le tre componenti di velocità, e la pressione statica locale nella banda 0-4 kHz all’interno di un cono di accettazione con apertura  $\pm 45^\circ$ , e di una sonda “omniprobe” a 12 fori avente un cono di accettazione di  $\pm 150^\circ$ . Le sonde multiforo possono essere posizionate in galleria del vento attraverso un supporto motorizzato a 3 gradi di libertà posto al di sopra della seconda camera di prova. Durante la sperimentazione il cobra, collocato a valle del modello, ha fornito la componente longitudinale della velocità media ed è stato adoperato per ottenere una velocità di riferimento. Per tutta la durata delle prove la sua posizione è rimasta invariata, nella parte alta della galleria in corrispondenza della prima sezione di misura.

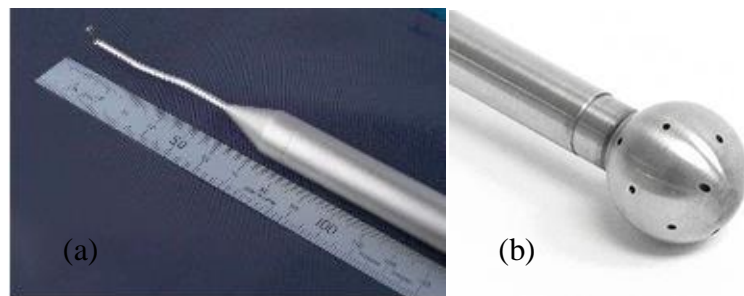


Figura 4.8 Sonda multiforo “cobra” (a) e “omniprobe” (b).

### 4.3.3 Misure di spostamento

Per quanto riguarda le misure di spostamento, la galleria è dotata di 4 sensori laser il cui range di lettura è  $\pm 25$  mm, con lo zero a 120 mm dal sensore, e di 1 sensore con range  $\pm 2$  mm.



Figura 4.9 Sensore di spostamento laser.

## 5 Attività sperimentale

Nei seguenti paragrafi viene riportata l'attività sperimentale svolta sul modello sezionale di una torre faro con fusto poligonale a sedici lati situata nel porto di La Spezia. Verranno descritte le procedure seguite nello svolgimento delle prove e l'elaborazione dei dati mediante il software Matlab. Per una maggiore comprensione del fenomeno del distacco di vortici le prove sono state svolte variando i seguenti parametri:

- Angolo di incidenza del vento;
- Intensità di turbolenza nella camera di prova;
- Smorzamento del modello;
- La presenza o meno della scala sul modello.

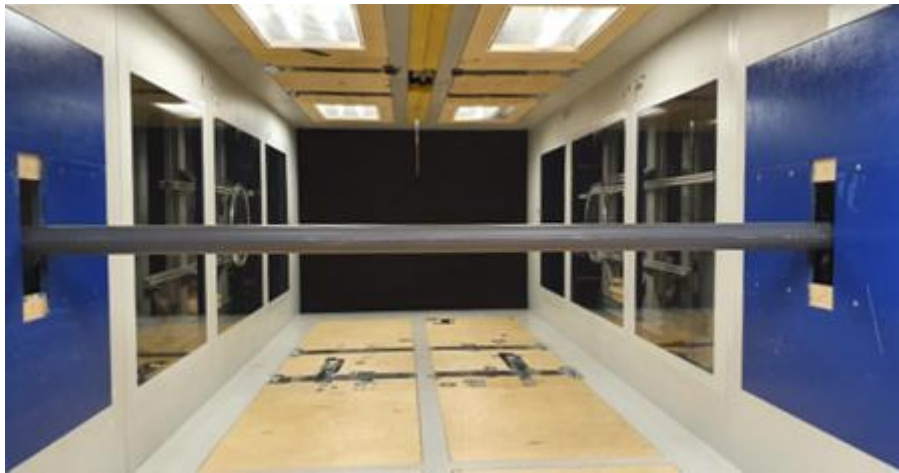


Figura 5.1 Vista frontale del modello all'interno della camera di prova.

### 5.1 Modello

Il palo reale sito nella zona portuale di La Spezia è rastremato con diametro alla base maggiore ( $D$ ) e nella regione terminale presenta un diametro minore ( $d$ ). Sono stati realizzati due modelli uno per la sezione  $D$  e uno per la sezione  $d$ . I test sono stati svolti utilizzando la sezione maggiore che presenta le seguenti caratteristiche riportate in tabella.



Figura 5.2 Modelli del palo: a sinistra il modello a sezione maggiore  $D$  con scala montata a destra il modello a sezione minore  $d$ .

Tabella 5.1 Caratteristiche modello.

Caratteristiche modello sezionale	
Numero lati	16
Diametro circonferenza circoscritta [ cm ]	6.25
Lunghezza [ cm ]	170
Massa [ Kg ]	2.144

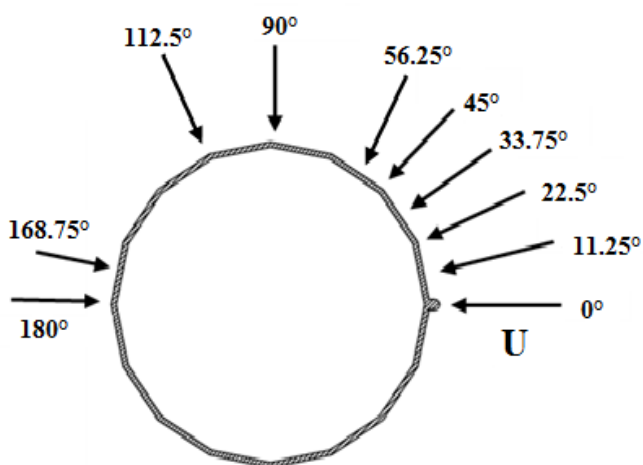


Figura 5.3 Sezione palo e relativi angoli considerati.



Come si può notare dalla figura 5.3 il palo presenta una saldatura che lo rende fortemente asimmetrico e che come si vedrà più avanti determinerà comportamenti diversi a seconda dell'angolo di incidenza del vento valutato.

Il modello è stato montato su appositi supporti cilindrici posti all'estremità della galleria nella prima zona di misura a valle del convergente.

Il sistema di ancoraggio è formato da un tubo di carbonio posto in orizzontale alle cui estremità sono fissate le molle che permettono il movimento verticale del modello. Al centro del cilindro di carbonio, invece, è fissato un supporto cilindrico alla quale verrà fissato il modello. La scelta delle molle risulta particolarmente importante ed è stata effettuata durante la fase preliminare dello studio, prima del montaggio del modello. La scelta delle molle si è svolta nel seguente modo: si è ipotizzato un numero di Strouhal per la sezione poligonale paria a 0.18. Questo valore deriva da considerazioni sul fatto che per le sezioni circolari  $S = 0.2$  e per sezioni poligonali come gli esagoni risulta essere intorno a 0.16. La nostra sezione essendo intermedia tra le due, avrà uno Strouhal ipotizzabile tra 0.16 e 0.2. Una volta noto tale valore, si è in grado di calcolare tramite la relazione di Strouhal la frequenza di distacco dei vortici. L'obiettivo è quello di ottenere un fenomeno di risonanza, ciò significa che la frequenza di distacco dovrà essere circa uguale alla frequenza di vibrazione propria del modello. La velocità critica per la torre faro rilevata mediante gli accelerometri applicati su di essa risulta essere intorno ai 2 m/s; in galleria non si lavora a velocità troppo basse, che possono portare alla comparsa di fenomeni di disturbo nelle misure, perciò si è scelto di lavorare intorno ai 4 m/s, circa 8 Hz di frequenza. Le molle sono state scelte in maniera tale da garantire il fenomeno di risonanza intorno alla velocità di 4 m/s, le molle utilizzate presentano una rigidità di 0.7 N/mm. Esse non solo devono presentare quel valore di rigidità ma devono avere una lunghezza tale da non andare a interferire con le misurazioni. Se le molle sono troppo corte, esse possono ritrovarsi a fine corsa non appena il modello viene montato, essendo in quel momento soggette ad un allungamento. In tal caso potrebbero impedire al modello di oscillare correttamente, oltre ad influenzarne lo smorzamento.



*Figura 5.4 Sistema di ancoraggio del modello in galleria.*

In figura 5.4 sono visibili quattro delle otto molle montate per sostenere il modello. Nel calcolo della massa modale utile per definire la frequenza di vibrazione dell'intero set up di prova, comprensivo anche dei bracci longitudinali a cui le molle sono appese, esse sono considerate per  $1/3$  del loro peso. Nel calcolo della massa modale entrambi i bracci pesano complessivamente 1.6 kg, mentre le molle hanno un peso ciascuna di 42 g. La massa totale del sistema sottoposto a oscillazione è di 5.45 kg.

Nei paragrafi seguenti verranno descritte le modalità di esecuzione delle prove.

## **5.2 Identificazione strutturale**

Il primo passo consiste nell'effettuare l'identificazione dinamica: al centro del modello viene applicata una sollecitazione impulsiva (per esempio mediante un martello) e si lascia oscillare il modello fino a che non si ferma completamente. L'identificazione viene fatta a motore spento, con un operatore all'interno della galleria atto ad applicare la sollecitazione mentre un altro, al computer, fa partire l'acquisizione che dura fino a che il palo non

raggiunge lo stato di quiete all'incirca 30 secondi. In figura 5.5 è visibile la storia temporale, filtrata mediante un filtro passa basso, prima della valutazione di  $\xi$ .

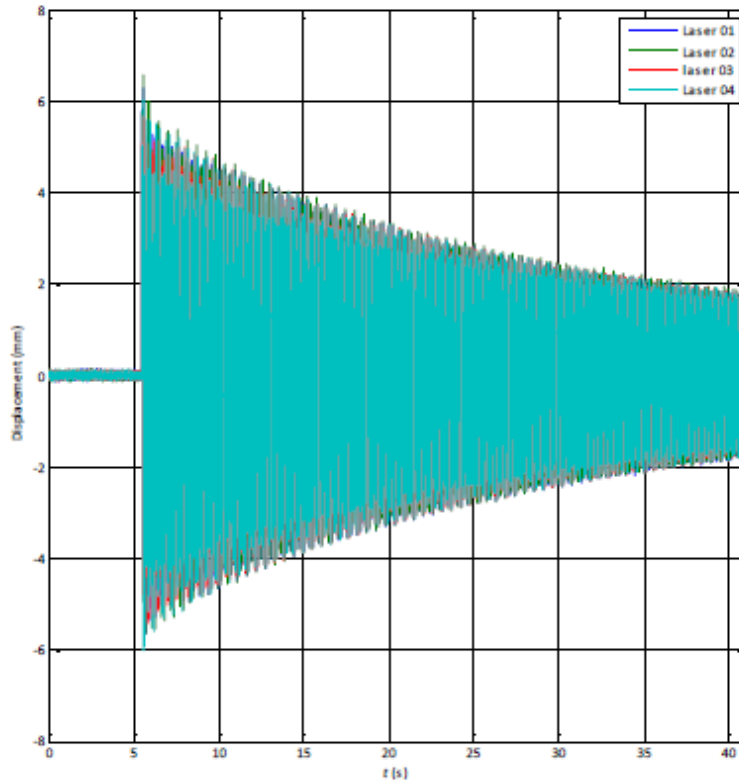


Figura 5.5 Storia temporale per determinare  $\xi$ .

In questo modo si riesce a trovare il coefficiente di smorzamento ( $\xi$ ) che si è osservato variare in un intervallo tra 0.15% e 0.18%. L'identificazione deve essere eseguita all'inizio di ogni nuovo set up di prova. Il coefficiente di smorzamento è definito come:

$$\xi = \frac{c}{2m\omega} \quad (5.1)$$

dove  $c$  è lo smorzamento meccanico del modello,  $m$  la massa e  $\omega$  la pulsazione naturale.

### 5.3 Svolgimento prove

Dopo l'identificazione strutturale, viene azionata la galleria del vento. Per ciascuna prova si è fatta variare la frequenza di alimentazione del motore per poter acquisire i dati a diverse velocità del flusso. Ogni acquisizione per una data velocità è stata fatta durare 60 secondi e sono stati raccolti i seguenti valori :

- Deviazione standard dello spostamento:  $\sigma_y$  [ mm ]
- Velocità media:  $U_{Ref}$  [ m/s ]

La deviazione standard è un indice di dispersione statistico, vale a dire una stima della variabilità di una popolazione di dati o di una variabile causale. Nel caso in esame, avendo effettuato le misure in un intervallo di tempo, è possibile definirla come:

$$\sigma_y = \left[ \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} (y - \bar{y})^2 dt \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.2)$$

dove  $\bar{y}$  è la media aritmetica degli spostamenti nell'intervallo di tempo considerato (60 secondi), calcolata come:

$$\bar{y} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} y(t) dt \quad (5.3)$$

Nel grafico sottostante è rappresentato l'andamento della deviazione standard dello spostamento per una serie di 60 punti. La linea rossa rappresenta la media aritmetica degli spostamenti  $\bar{y}$ . La deviazione standard non è altro che un modo per esprimere la dispersione dei dati intorno a un indice di posizione, nel suddetto caso la media aritmetica.

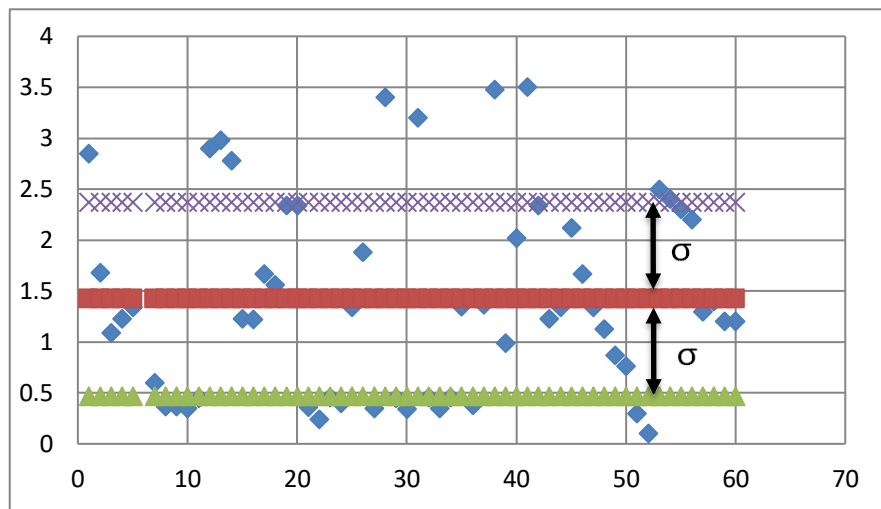


Figura 5.6 Grafico a dispersione: in ordinata lo spostamento  $y$  in ascissa il tempo  $t$ .

Tra un'acquisizione e quella successiva sono stati fatti passare ulteriori secondi in maniera tale da dare al modello il tempo di assimilare la nuova velocità per non falsificare le prove. Le acquisizioni in galleria sono state effettuate a una frequenza di 2 kHz, in un range di numeri di Reynolds compreso tra  $10^5 \leq Re \leq 2.3 \cdot 10^5$  (regime subcritico).

Le prove per un dato angolo sono state eseguite sia incrementando la velocità gradualmente sia decrementandola allo stesso modo. Le prove svolte diminuendo la velocità in galleria sono servite per osservare la presenza di un fenomeno di isteresi, che sarà oggetto di studio nel capitolo successivo.

Le prove sono state svolte con modalità differenti a seconda della situazione in cui si voleva verificare il comportamento del modello. Per testare il palo secondo i differenti angoli esso è stato ruotato e poi tramite una livella a bolla elettronica-digitale è stata appurata la precisione degli stessi.

Il palo è stato poi testato variando l'intensità di turbolenza per un dato angolo di incidenza; ciò è reso possibile dall'utilizzo di apposite griglie poste a monte del palo.



Figura 5.7 Vista frontale del palo con griglia di turbolenza.

I test effettuati variando il coefficiente di smorzamento sono resi possibili dalla creazione di un campo magnetico. Il campo magnetico viene creato variando l'ampereaggio, cioè la corrente che passa all'interno di una bobina.

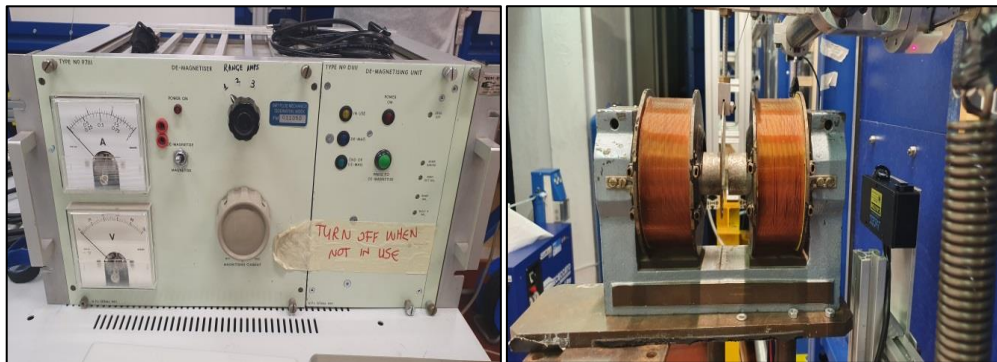


Figura 5.8 Strumenti per creare e regolare lo smorzamento (amperometro e bobine).

I vari test sono stati eseguite sia col modello privo di scala sia con la scala montata. Il palo reale infatti presenta una scala laterale per tutta la sua lunghezza e diventa fondamentale capire come esso influenzi il fenomeno del distacco di vortici.

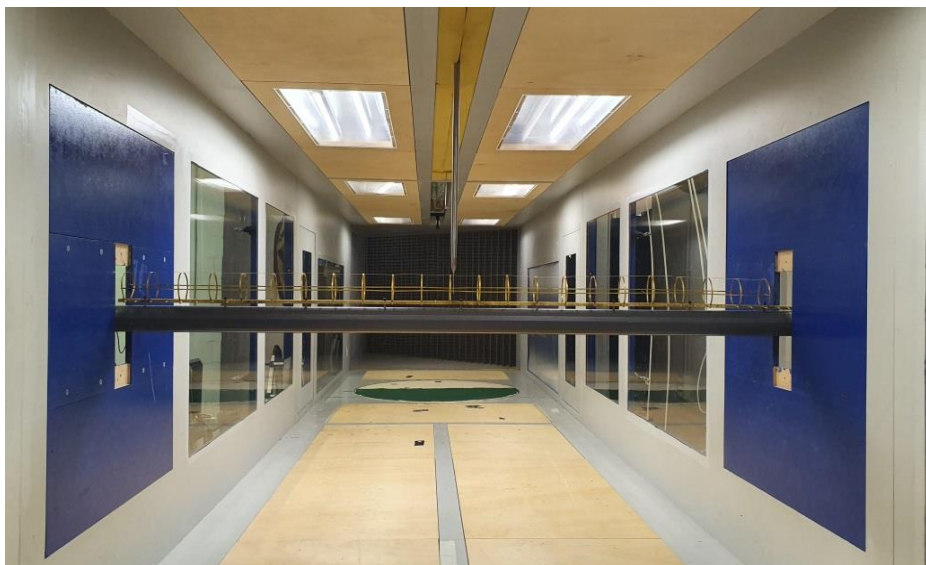


Figura 5.9 Vista frontale del modello con la scala montata.

I dati raccolti dai vari set up di prova sono stati elaborati mediante il software Matlab.

## 5.4 Software utilizzati

Sono due i software utilizzati uno per la fase di acquisizione Labview e uno per quella di elaborazione Matlab.

Matlab è un ambiente interattivo e un linguaggio di calcolo tecnico di alto livello per lo sviluppo di algoritmi, la rappresentazione grafica dei dati, l'analisi dei dati e il calcolo numerico. Utilizzando Matlab è possibile risolvere problemi di calcolo tecnico più rapidamente rispetto ai linguaggi di programmazione tradizionale come C, C++ o fortran. Matlab può essere utilizzato in una vasta gamma di applicazioni, incluse l'elaborazione di immagini e segnali, le comunicazioni, la progettazione di sistemi di controllo, test e misurazioni, l'analisi e la creazione di modelli finanziari e la biologia computazionale.

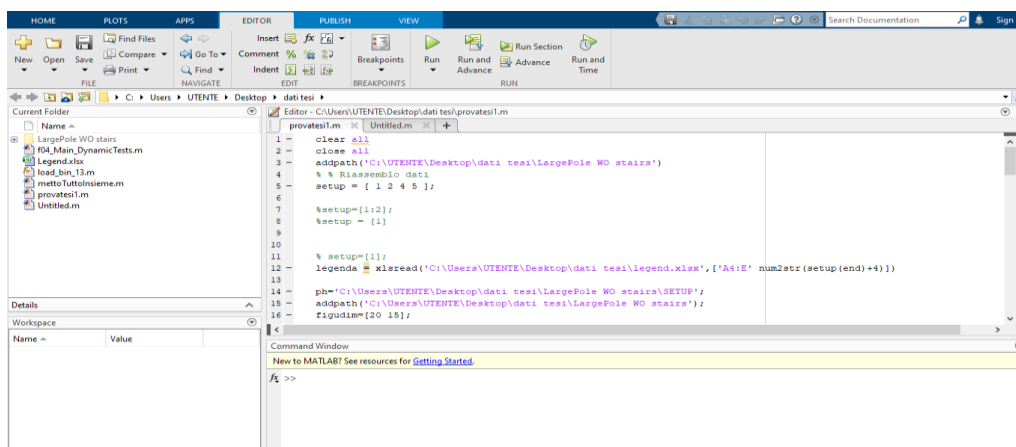


Figura 5.10 Schermata Matlab.

Labview è un ambiente di programmazione grafica che include collegamenti e icone grafiche per una vasta gamma di sistemi avanzati di controllo, misura e test; esso è compatibile con migliaia di dispositivi hardware e include librerie per analisi avanzate e per la visualizzazione dei dati. Labview è uno standard per la programmazione grafica fin dal 1986 e nel laboratorio DICCA gestisce la strumentazione della galleria del vento, la lettura e l'acquisizione dei dati in fase di misura.

## 6 Risultati

I dati elaborati dal software Matlab sono stati utilizzati per diagrammare grafici aventi lungo l'asse delle ordinate la deviazione standard dello spostamento  $\sigma_y$  e lungo l'asse delle ascisse la velocità di riferimento  $U_{Ref}$  del vento in galleria, misurata mediante la sonda cobra.

Nei paragrafi seguenti vengono commentati i risultati ottenuti dai vari grafici.

### 6.1 Test modello con variazione angoli incidenza vento

Si è osservato che variando l'angolo del palo esposto al vento in galleria, il comportamento del modello è risultato estremamente diverso. Una spiegazione di tale fenomeno può essere riscontrata nella presenza della saldatura, la quale rende il palo asimmetrico.

Come riferimento iniziale si è preso l'angolo a  $0^\circ$  in corrispondenza della saldatura, come visibile in figura 6.1.

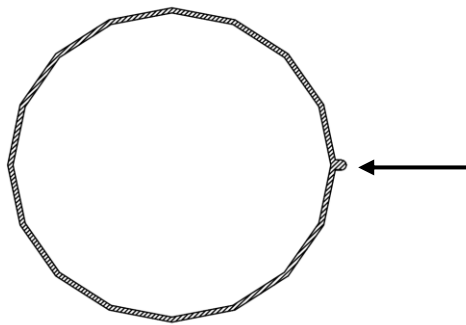


Figura 6.1 Vista saldatura e angolo  $0^\circ$ , il flusso arriva da destra verso sinistra.

Nella figura seguente, figura 6.2, sono riportate varie curve in funzione dell'angolo esposto al vento, ottenute incrementando gradualmente la velocità.

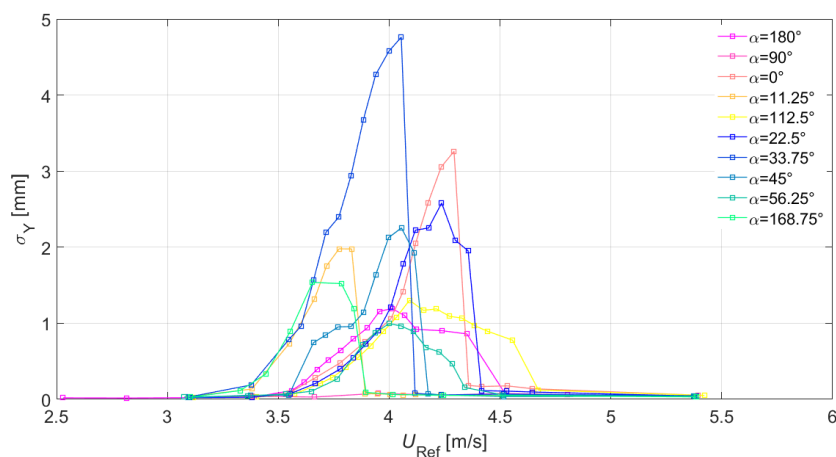


Figura 6.2 Variazione dello scarto quadratico medio  $\sigma_y$  in funzione della velocità del vento, per vari  $\alpha$ .



Dal grafico è evidente come le curve di risposta esibiscano due diversi rami di ascesa. E' importante notare che questi due diversi comportamenti si manifestano a seconda che uno spigolo o una faccia del modello siano allineati simmetricamente con il flusso. Infatti la velocità alla quale diventa apprezzabile la risposta al distacco dipende dal numero di Strouhal, che a sua volta dipende dalla forma sezionale "vista" dal flusso

33.75° e 0° sono gli angoli in corrispondenza dei quali il modello ha raggiunto l'ampiezza massima di oscillazione. Per 33.75° la  $\sigma_{y_{max}}$  si è ottenuta per un frequenza di poco superiore ad 8 Hz (a poco più di 4 m/s), invece per 0° si è ottenuta a circa 8.5 Hz.

Durante la sperimentazione si è osservato come decrementando la velocità, dopo averla incrementata, si abbia la presenza di un fenomeno di isteresi per il quale la curva di discesa diverge dalla curva di salita come possiamo osservare in figura 6.3.

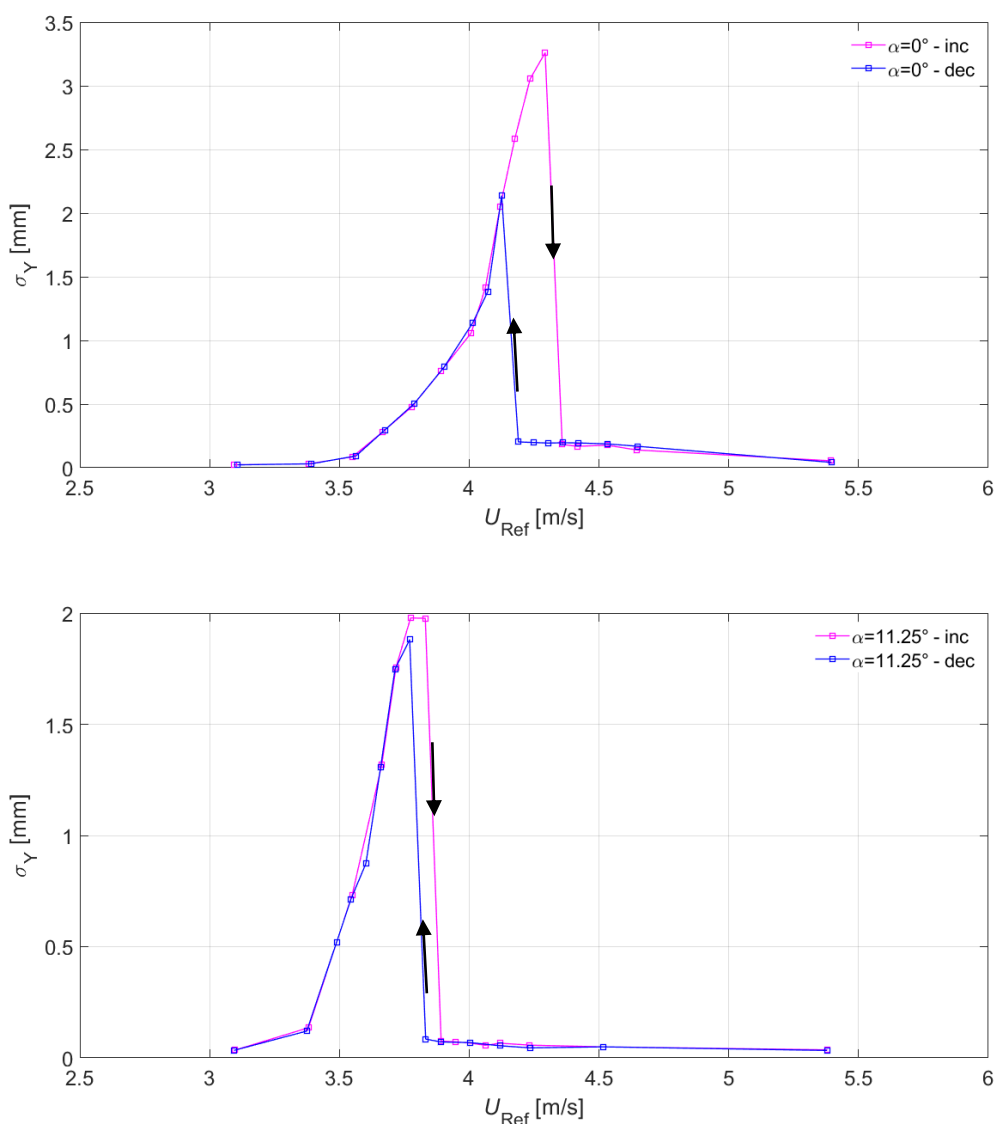


Figura 6.3 Isteresi per gli angoli 0° e 11.25°.

L'isteresi è la caratteristica di un sistema di reagire in ritardo alle sollecitazioni applicate e in dipendenza dello stato precedente. In pratica essa è un fenomeno che comporta che il valore istantaneo di una grandezza non dipende dai valori assunti in un dato istante di tempo, ma anche da quelli precedenti. I grafici rappresentati nella figura 6.3 presentano la classica curva chiusa tipica dei fenomeni di isteresi. Questo fenomeno è di particolare interesse in quanto la sua presenza evidenzia che il palo subisce una sollecitazione differente a una data velocità a seconda che si sia giunti ad essa incrementandola o decrementandola.

## 6.2 Test modello con variazione smorzamento

Lo smorzamento, come detto nel capitolo precedente, è stato determinato all'inizio di ogni prova mediante identificazione. Lo stesso poi è stato variato mediante la creazione di un campo magnetico al fine di osservare la sua influenza sul fenomeno del distacco di vortici.

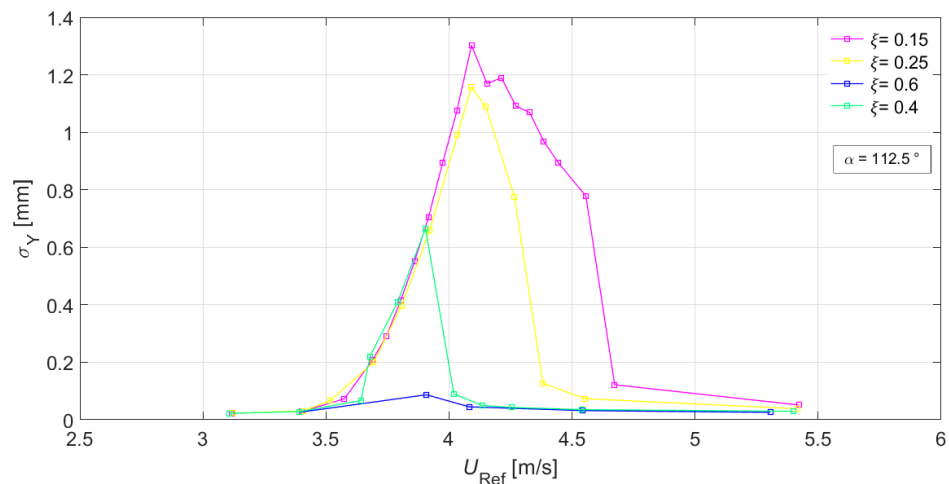


Figura 6.4 Angolo  $112.5^\circ$  al variare dello smorzamento  $\xi$ .

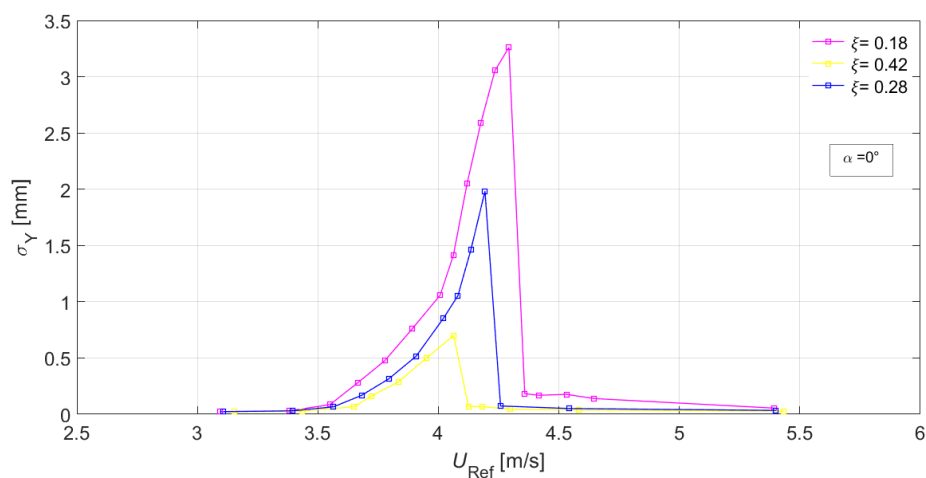


Figura 6.5 Angolo  $0^\circ$  al variare dello smorzamento  $\xi$ .

Come si può osservare nelle due figure precedenti, all'aumentare dello smorzamento si ha una riduzione significativa dell'ampiezza di sollecitazione. Le differenti curve mantengono un andamento analogo in entrambi i casi e presentano  $\sigma_{ymax}$  in corrispondenza della stessa velocità o per velocità tra di loro poco differenti. Al crescere dello smorzamento il picco di oscillazione si sposta verso frequenze minori. Aumentare lo smorzamento significa aumentare il numero di Scruton a parità di altri parametri; nel capitolo 3 si è spiegato che un numero di Scruton elevato determina una riduzione del dominio di risonanza e una conseguente diminuzione delle ampiezze di oscillazione. I dati sperimentali acquisiti nel corso delle prove confermano quanto noto teoricamente.

### 6.3 Test modello con variazione di turbolenza nel flusso libero

La turbolenza nel flusso libero è stata creata in galleria mediante apposite griglie; andando ad elaborare i dati acquisiti aumentando la turbolenza per l'angolo di  $0^\circ$ , si è riscontrato come la turbolenza influisca fortemente sul distacco di vortici.

La turbolenza anche se bassa, ha comportato una drastica diminuzione delle sollecitazioni tanto che il modello non si è mai praticamente mosso.

Avendo riscontrato precedentemente in corrispondenza dell'angolo di  $0^\circ$  uno dei valori più ampi di sollecitazione, si è desistito dal testare altri angoli.

In figura 6.6 è stato indicata con  $I_u$  l'intensità di turbolenza, definita come:

$$I_u = \frac{\sigma_u}{\bar{U}} \quad (6.1)$$

dove  $\sigma_u$  è la deviazione standard della velocità e  $\bar{U}$  è la componente della velocità media del flusso.

La deviazione standard della velocità è definita come:

$$\sigma_u = \left[ \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} (U - \bar{U})^2 dt \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.2)$$

mentre la componente della velocità media è definita come:

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} U(t) dt \quad (6.3)$$

L'intensità di turbolenza assume valori differenti a seconda che la griglia sia montata o meno:

- $I_u = 0.2 \%$                       senza griglia
- $I_u = 9 \%$                          con griglia

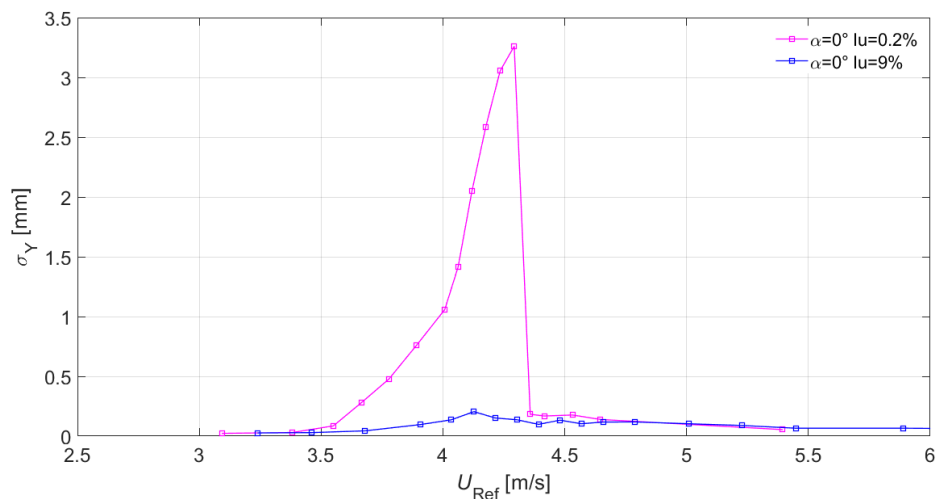


Figura 6.6 Angolo  $0^\circ$  flusso laminare e turbolento.

La turbolenza influenza notevolmente la forza di lift, la correlazione delle forze e lo smorzamento meccanico della struttura. In base alla turbolenza del flusso incidente sul corpo si può avere una riduzione significativa degli spostamenti e la risposta si può collocare nel regime di lock-in oppure di oscillazioni forzate. Nel nostro caso non si è mai giunti in regime di risonanza, il modello non ha mai registrato significative ampiezze di oscillazione. Ancora oggi l'influenza della turbolenza sul distacco di vortici non è ben nota e in Letteratura si raccomanda di eseguire le prove in assenza di turbolenza del flusso libero.

#### 6.4 Test modello con scala e senza scala

Dopo aver studiato il comportamento del modello è stata aggiunta una scala in modo da rispecchiare esattamente le condizioni che si verificano nella realtà.

Come si può notare dalla figura 6.7 la saldatura, posta esattamente sullo spigolo, non è opposta alla scala ma si trova sfasata di un angolo di  $11.25^\circ$  rispetto alla verticale. La scala di conseguenza si trova a valle del flusso quando l'angolo esposto ad esso è di  $11.25^\circ$ .

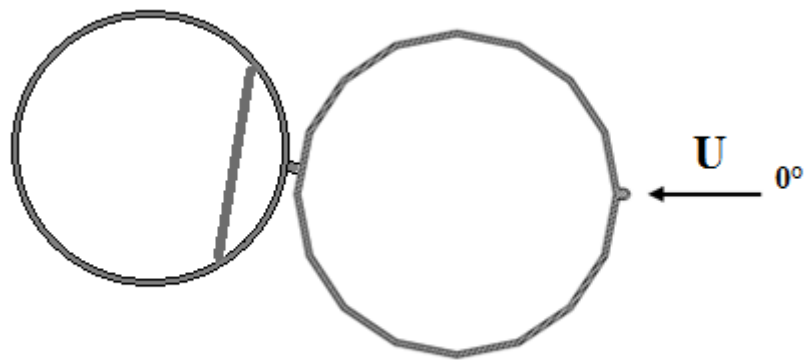


Figura 6.7 Schema modello con aggiunta della scala.

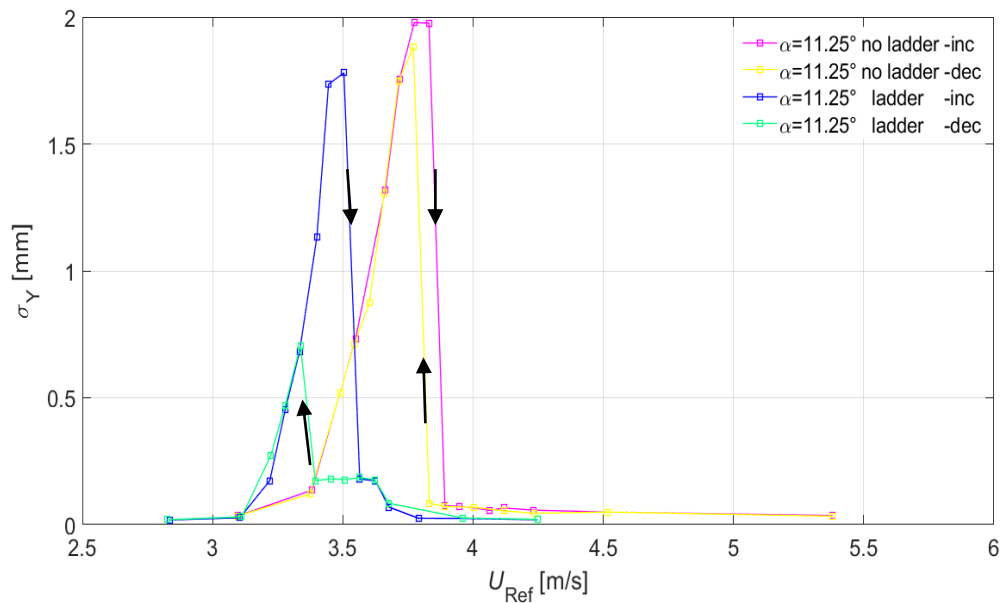


Figura 6.8 Angolo 11.25 con scala e senza scala.

Come riscontrabile dalla figura 6.8 per l'angolo di  $11.25^\circ$  (scala a valle) la scala attenua di poco il fenomeno del distacco di vortici. E' inoltre interessante notare che il fenomeno di isteresi si è riverificato anche in presenza della scala.

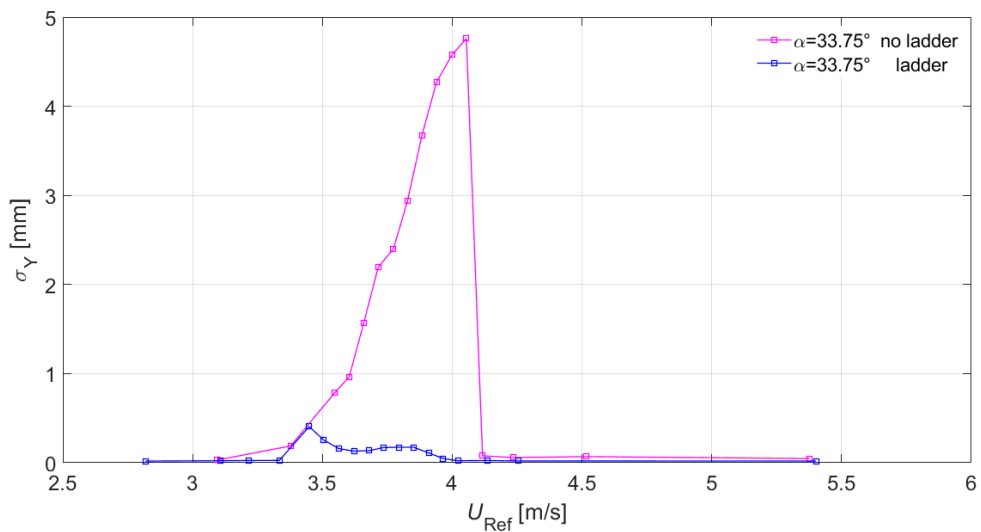


Figura 6.9 Angolo 33.75 con e senza scala.

L'angolo di  $33.75^\circ$  comporta un andamento delle sollecitazioni dovute al distacco di vortici fortemente smorzato. Il modello non ha quasi mai vibrato, in contrapposizione all'angolo precedente, e questo ci fa capire come anche in presenza della scala ogni angolo presenti un comportamento unico e differente dagli altri.

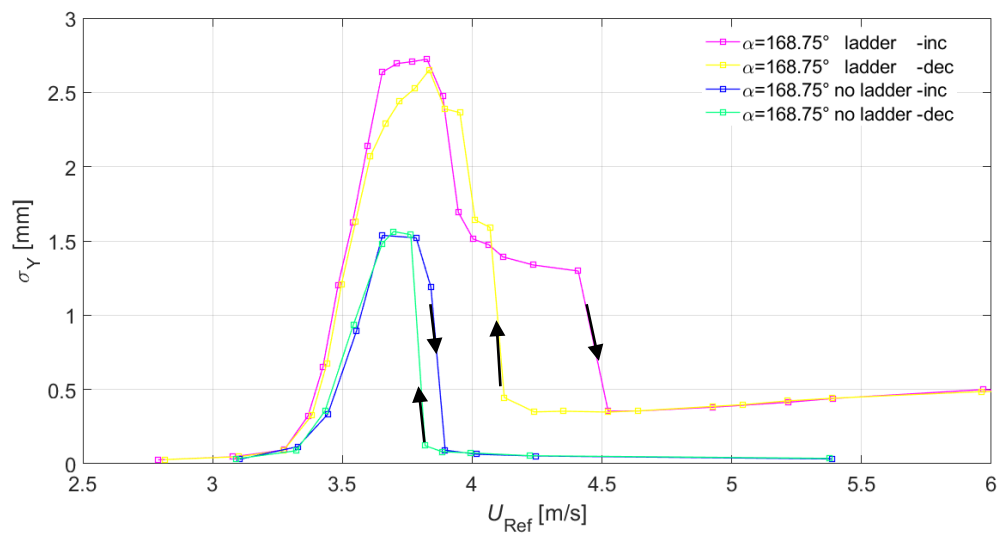


Figura 6.10 Angolo  $168.75^\circ$  con e senza scala.

L'angolo di  $168.75^\circ$  (scala a monte) presenta delle oscillazioni maggiori nel caso in cui la scala è montata rispetto al caso senza scala. Dal grafico precedente siamo in grado di affermare che la presenza della scala ha un effetto negativo sul fenomeno del distacco di vortici, in quanto lo incrementa invece di attenuarlo. Questo comportamento è in contrapposizione a quello dell'angolo di  $11.25^\circ$ , per il quale la scala attenuava tale fenomeno.

Dalle figure precedenti si evince che il fenomeno di isteresi riguarda entrambi i casi con scala e senza.

## 7 Conclusioni e possibili sviluppi futuri

La campagna sperimentale effettuata sul modello ha messo in evidenza una serie di risultati di particolare interesse per lo studio del distacco di vortici su corpi tozzi poligonali.

Il modello è stato sottoposto in galleria ad una serie di prove dinamiche, che si sono svolte variando una serie di parametri descritti nel capitolo 5. Il palo esibisce un comportamento diverso a seconda che una faccia o uno spigolo sia allineato simmetricamente con il flusso. La saldatura prominente è considerata responsabile di tale fenomeno e si è infatti osservato che la sua posizione influenza fortemente le interazioni fluido-modello.

Si è riscontrato, in corrispondenza di ciascun angolo preso in analisi, un fenomeno isteretico. Questo fenomeno è stato studiato da molti ricercatori, tuttavia non vi è ancora una chiara relazione tra il verificarsi dell'isteresi ed i parametri sperimentali. Tra i primi ricercatori a riscontrarlo occorre menzionare Feng (1963), il quale condusse un approfondito studio di un cilindro a sezione circolare. Tale Autore scoprì che il fenomeno di isteresi si presenta in corrispondenza di taluni angoli di incidenza e livelli di smorzamento inoltre per alti valori dello smorzamento l'isteresi non è presente.

Il modello è stato analizzato variando la turbolenza del vento in galleria. L'angolo sottoposto a tale regime turbolento, è stato scelto poiché l'ampiezza di oscillazione risulta essere elevata. Il flusso turbolento tende ad assottigliare la scia e a far arretrare il punto di separazione, con conseguente riduzione della forza trasversale di distacco. Il grafico evidenzia come il modello non sia mai entrato in regime di risonanza e quindi non abbia mai oscillato significativamente.

I risultati relativi alla variazione del coefficiente di smorzamento, mediante la creazione di un campo magnetico, hanno confermato quanto noto teoricamente. Il numero di Scruton, essendo in funzione di massa e smorzamento, varia al variare di quest'ultimo. Per alti valori del numero di Scruton, si osserva una riduzione del regime di risonanza e dell'ampiezza di oscillazione.

La torre faro sita nel porto di La Spezia, presenta una scala laterale. Tale scala è stata riprodotta per essere montata sul modello. Essa si trova in corrispondenza dell'angolo di  $168.75^\circ$ . La presenza o meno della scala influisce sul fenomeno del distacco di vortici, in particolare per alcuni angoli ha un effetto stabilizzante mentre per altri incrementa le oscillazioni. L'angolo di  $11.25^\circ$ , in corrispondenza del quale la scala si trova a valle del flusso, presenta una riduzione nell'ampiezza di oscillazione del modello. L'angolo di  $168.75^\circ$ , invece, presenta un comportamento opposto dovuto al fatto che la scala si trova a monte del flusso.

Tutte le prove sono state effettuate con un numero di Scruton elevato, circa 25, dovuto all'eccessivo peso del modello.

A causa del numero di Scruton elevato, si è lavorato nel campo delle oscillazioni forzate, quindi non si è verificato il fenomeno di lock-in; ma si sono riscontrati solo fenomeni di risonanza.

Sarebbe interessante ripetere gli esperimenti abbassando il numero di Scruton per studiare in modo più approfondito questo fenomeno; per fare ciò però l'unica soluzione è quella di costruire un nuovo modello più leggero in quanto non è possibile diminuire lo smorzamento del modello dovuto agli attriti meccanici.



## 8 Bibliografia

- Berti G., 2006-2007 *Simulazione numerica di fenomeni aeroelastici con applicazione alle strutture civili*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Bologna.
- Blevins R.D., 2001 *Flow-Induced Vibration*, Volume pubblicato da Krieger Publishing Company.
- Borri C., Pastò S., 2006 *Lezioni ingegneria del vento*, Volume pubblicato da Manuali – Scienze Tecnologiche.
- CNR – Commissione di studio per la predisposizione e l'analisi di norme tecniche relative alle costruzioni, Consiglio nazionale delle ricerche, 19 febbraio 2009 *Istruzioni per la valutazione delle azioni e degli effetti del vento sulle costruzioni*, Documento Tecnico.
- Feng C., 1963 *The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders*, Tesi Phd, National Taiwan University.
- Mineo L., 2011-2012 *Sperimentazione in galleria del vento di modelli prismatici per lo studio dell'instabilità aeroelastica di galoppo*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Genova.
- Savorgnani G., 2009-2010 *Le gallerie del vento*, Tesi Esame di Stato, I.T.I.S “A. Malignani” Udine.
- Simiu E., Scanlan R.H., 1996 *Wind effects on structures: Fundamentals and Applications to Design*, Volume pubblicato da John Wiley & Sons, Inc.

## 9 Appendice

Programma Matlab utilizzato per l'elaborazione dei dati:

```
clear all
close all
addpath('C:\UTENTE\Desktop\datitesi\LargePole WO stairs')
%% Riassetto dati
setup = [ ]

%setup=[1:2];
%setup = [1]

%setup=[1];
legenda = xlsread('C:\Users\UTENTE\Desktop\dati tesi\legend.xlsx', ['A4:E'
num2str(setup(end)+4)])

ph='C:\Users\UTENTE\Desktop\dati tesi\LargePole WO stairs\SETUP';
addpath('C:\Users\UTENTE\Desktop\dati tesi\LargePole WO stairs');
figudim=[20 15];
colo = jet(15);
%colo=[1 0 0];[1 .5 0];.5*ones(1,3);[0 0 1];[0 .5 1];[1 0 1];[1 .5 1];[0
.5 0]];
colo=[spring(ceil(numel(setup)/2) ); winter(ceil(numel(setup)/2) )];
leg={'0° - Damp=0.13%', '0° - Damp=0.47%', '0° - Damp=1%', '5° -
Damp=0.47%', '-5° - Damp=0.47%', '0° - Damp=0.46% GROUND'};

% leg={'0° - Damp=0.47%', '0° - Damp=0.46% GROUND', '0° - Damp=1% GROUND'};
% leg={'0° - Damp=0.13%', '0° - Damp=0.47%', '0° - Damp=1%', '0° - Damp=1%
GROUND'};
% leg={'0° - Damp=0.46%', '0° - Damp=0.77%', '0° - Damp=1.00%', '0° -
Damp=0.46% - Turbu THIN', '0° - Damp=0.46% - Turbu Thick'};
% leg={'0° - Damp=0.46%', '0° - Damp=0.46% - Turbu THIN', '0° - Damp=0.46%
- Turbu Thick'};
% leg={'0° - Damp=0.46%', '0° - Damp=0.46% upstream guide vanes'};
%leg={'180.0_i', '180.0_d', '90.0_i',
'0_i', '0_d', '11.25_i', '11.25_d', '112.5_i'};
leg={'0,17% ', '0.26%'}
conto=1;
hh=[];
massL=nan(numel(setup), 1);
massA=nan(numel(setup), 1);

tests = [1];
%tests = [1:3]

for set=1:numel(setup)
iflegenda(setup(set), 5)==0
%leg{set}=['Setup' num2str(setup(set), '%02d') ' (smooth) - \alpha='
num2str(legenda(setup(set), 2)) '° - \xi='
num2str(legenda(setup(set), 3))];
leg{set}=['\alpha=' num2str(legenda(setup(set), 2)) '°'];
else
%leg{set}=['Setup' num2str(setup(set), '%02d') ' (turb) - \alpha='
num2str(legenda(setup(set), 2)) '° - \xi=' num2str(legenda(setup(set), 3))
];
];
```

```

leg{set}=['\alpha=' num2str(legenda(setup(set),2)) '°'];

end
for t=1:numel(tests)

failz=dir([ph num2str(setup(set), '%02d'), '\Prova'
num2str(tests(t), '%02d') '\Summary*.mat']);
if sum(size(failz))>1
    U = nan (numel(failz),1);
    L = nan (numel(failz),1);
    A = nan (numel(failz),1);

fortes=1:numel(failz)
    load([ph num2str(setup(set), '%02d'), '\Prova'
num2str(tests(t), '%02d') '\failz(tes).name])
    U(tes) = Mean_Wind_Velocity;
    L(tes) = Std_TH_Laser_Plunge;
%    A(tes) = Std_TH_Accelerometer_Plunge;
    clear Mean*Std*Max*Min*
end

%stand=base_plot_v02(figudim(1),figudim(2),'calibri',20,'Response',1,[1
1]);

aaa=gca;
aaa.FontSize=18;
if t==1
hh(set)=plot(U,L,'-s','color',colo(set,:), 'linewidth',1);
else
    plot(U,L,'-s','color',colo(set,:), 'linewidth',1);
end

    hold on
    plot(U,L,'s','color',colo(set,:));
% title('GROUND')
    hold on
% title('Lasers');
xlabel('\itU\rm_{Ref} [m/s]')
ylabel('\sigma_Y [mm]')
xlim([2.5 6])
    grid on

massL(set)=max(L);
massA(set)=max(A);

    clear ULA
conto=conto+1;
legend(hh,leg)
end
end
end

```